

Série A. N° 3820

N° d'ordre

4671

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean BERTHIER

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de trois transitions bêta permises (^{60}Co , ^{46}Sc , ^{152}Eu) et d'une
transition interdite (^{152}Eu) au moyen des corrélations
bêta-gamma polarisé circulairement

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 3 Mars 1962 devant la Commission d'examen

MM. L. de BROGLIE

Président

J. TEILLAC

R. NATAF

Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES de l'Université de PARIS

POUR OBTENIR

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean BERTHIER

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de trois transitions bêta permises (^{60}Co , ^{46}Sc , ^{152}Eu) et d'une transition interdite (^{152}Eu) au moyen des corrélations bêta-gamma polarisé circulairement

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 3 Mars 1962 devant la Commission d'examen

MM. L. de BROGLIE

Président

J. TEILLAC

R. NATAF

Examineurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
PROFESSEURS

Doyen..... M. ZAMANSKY

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure
DE BROGLIE	T	Théories physiques
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées
PERES	T	Mécanique des fluides et applications
BOURCAR	T	Géographie physique et Géologie dynamique
PLANTEFOL	T	Botanique
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés
PREVOST	T	Chimie organique
PREVOST	T	Chimie organique
BOULIGAND	T	Analyse appliquée à la Géométrie
CHAUDRON	T	Chimie appliquée
WYART	T	Minéralogie et Cristallographie
TEISSIER	T	Zoologie
MANGENOT	T	Biologie Vég. (Orsay)
AUGER	T	Physique quantique et Relativité
MONNIER	T	Physiologie des Fonctions
PIVETEAU	T	Paléontologie
ROCARD	T	Physique (E.N.S.)
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.)
LAFFITTE	T	Chimie Générale
FAVARD	T	Géométrie supérieure
COULOMB	T	Physique du Globe
Mlle COUSIN	T	Biologie
CHRETIEN	T	Chimie minérale
DRACH	T	Zoologie
KASTLER	T	Physique (E.N.S.)
EPHRUSSI	T	Génétique
RIVIERE	T	Géologie (Orsay)
GAUTHIERET	T	Biologie (P.C.B.)
LUCAS R.	T	Recherches Physiques
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire
ARNULF	T	Optique appliquée
MORAND	T	Physique Enseignement
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.)
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides
DANJON	T	Astronomie
PETIT	T	Biologie maritime
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique
GALLIEN	T	Embryologie
EICHHORN	T	Biologie Végétale (P.C.B.)
DE CUGNAC	T	Biologie Végétale (S.P.C.N.)
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique
THELLIER	T	Physique du Globe
L'HERITIER	T	Biologie Générale (Orsay)
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay)
PONCIN	T	Mécanique Générale
DUBREIL	T	Arithmétique et Théorie des Nombres
QUELET	T	Chimie Organique
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée
CHAMPEFIER	T	Chimie Macromoléculaire
CUVILLIER	T	Micropaléontologie
JUNG	T	Pétrographie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale
JACQUINOT	T	Spectroscopie (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'Atmosphère
DESTOUCHES	T	Théories Physiques
PRUVOST	T	Géologie
AMIEL	T	Chimie des Solides
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie
J.P. MATHIEU	T	Recherches Physiques
COUTEAUX	T	Biologie Animale (P.C.B.)
MAY	T	Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie
FELDMANN	T	Biologie Végétale (P.C.B.)
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay)
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des Probabilités
SCHWARTZ	T	Calcul diff. et Intégral
CHOUARD	T	Physiologie Végétale
MALAVARD	T	Aviation (Techn. Aéronaut.)
BRELOT	T	Calcul différentiel
NORMANT	T	Synthèse organique générale
BENARD	T	Chimie (E.N.S.C.P.)
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.)
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie
ULRICH	T	Physiologie Végétale (E.N.S.)
MARECHAL	T	Optiques théorique et Appl.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques
CHADEFAUD	T	Botanique
Mlle LE BRETON	T	Physiologie
SALEM	T	Mathématiques générales
LELONG	T	Mathématiques générales
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique
FRANCON	T	Physique (S.P.C.N.)
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique
GODEMENT	T	Mathématiques (M.P.C.)
PISOT	T	Calcul des Probabilités
ROCH	T	Géologie
SCHATZMAN	T	Astrophysique
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales
LENNUIER	T	Physique (P.C.B.)
RIZET	T	Génétique (Orsay)
ROUTHIER	T	Géologie appliquée
Mme TONNELAT	T	Relativité
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.)
SOUCHAY	T	Chimie (P.C.B.)

AIGRAIN	T	Electrotechnique générale
BRUSSET	T	Chimie minérale
M. LEVY	T	Physique théorique des hautes Energies (Orsay)
Mme CHAIX	T	Chimie biologique
Mme HUREL-PY	T	Biologie Végétale (P.C.B.)
PIAUX	T	Chimie (S.P.C.N.)
BRUN	T	Mécan. expérimentale des fluides
LEDERER	T	Chimie biologique
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agreg.)
Mme LELONG	T	Mathématiques (E.N.S.)
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.)
COTTE	T	Physique (M.P.C.)
DUBOIS J.E.	T	Chimie (M.P.C.)
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.)
MICHEL André	T	Chimie Minérale (Orsay)
OLMER	T	Energétique générale
ROUAULT	T	Physique
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique
BROSSEL	T	Physique atomique
BUSER	T	Biologie animale (P.C.B.)
CAMUS	T	Biologie végétale (P.C.B.)
CASTAING	T	Physique (Orsay)
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay)
PANNETIER	T	Chimie (Orsay)
POSSOMPES	T	Biologie Animale (P.C.B.)
PULLMANN	T	Chimie théorique
ELIEN	T	Physique Nucléaire et Radioactivité
TONNELAT	T	Biologie physico-chim.
VILLE	T	Econométrie
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.)
DODE	T	Chimie (Orsay)
FREYMANN	T	Physique (S.P.C.N.)
GUINOCHET	T	Biologie Vég. (Orsay)
ROLLET	T	Chimie (P.C.B.)
Mlle JOSIEN	T	Chimie (P.C.B.)
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOLD	T	Electronique (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay)
DENY	T	Mathématiques Générales (Orsay)
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides
LUCAS G.	T	Géologie
ALLARD	T	Chimie Physique
BERTHELOT	T	Phys. Fondament. des Hautes Energ. (Orsay)
BRICARD	T	Météorologie
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie
FRIEDEL	T	Physique des Solides (Orsay)
M. JULIA	T	Chimie Organ. Structurale
LENDER	T	Biologie Animale (S.P.C.N.) Orsay
MAGAT	T	Physico-chimie des rayonnements
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie
MONOD	T	Biochimie Cellulaire
BENOIT	T	Physiol. Anim. (Orsay)
DE POSSEL	T	Analyse numérique
CHARLOT	T	Chimie analytique
HAUSSINSKY	T	Radiochimie
LEMEY	T	Physiol. B.M.P.V. (Orsay)
GUERIN	T	Chimie (Orsay)
CHATELET M.	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique (Orsay)
MATTLER	T	Physique (Orsay)
MICHEL Louis	T	Physique théor. (Orsay)
RUMPF	T	Chimie (P.C.B.)
BERGERARD	T	Biol. Anim. (S.P.C.N.) (Orsay)
BERTEIN	T	Electronique (Orsay)
BOUSSIÈRES	T	Chimie des Radioéléments (Orsay)
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et Mécanique Physique
ELLENBERGER	T	Géologie appliquée
FRANC	T	Biol. Animale (P.C.B.)
SCHNELL	T	Botanique tropicale (Orsay)
STOLKOWSKI	T	Biol. Animale (P.C.B.)
ACHER	T	Chimie Biol. (Orsay)
BAUDOIN	T	Biologie
BEAUMONT	T	Biologie animale
BLAMONT	T	Géophysique Ionosphère
BOURREAU	T	Biologie Végétale (S.P.C.N.) (Orsay)
CURIE D.	T	Physique (M.G.P.)
DURAND-DELCA	T	Géologie
FREON	T	Chimie Organique (Orsay)
HELLER	T	Physiologie végétale
TOURAT	T	Calcul des Probabilités
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN	T	Physique (P.C.B.)
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire
Mlle FOURCROY	T	Biologie Végétale (S.P.C.N.)
BARRAUD	T	Physiologie Cellulaire
NOIROT	T	Evolution des êtres organisés
Mme FOURES-	T	
BRUHAT	T	Mécan. Analytique et Mécanique céleste
Mlle VEIL	T	Physiologie Générale
WOLF	T	Microbiologie
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale
LACOMBE	T	Métallurgie (Orsay)
BRICHARD	T	Physique P.C.B. (Orsay)
CABANNES	T	Mécanique générale
LESIEUR	T	Mathématiques M.P.C. (Orsay)
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay)

Secrétaire général..... R. POUILLAIN

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE TROIS TRANSITIONS
BETA PERMISES (^{60}Co , ^{46}Sc , ^{152}Eu) et d'UNE TRAN-
SITION INTERDITE (^{152}Eu) au MOYEN des CORRELA -
TIONS BETA-GAMMA POLARISE CIRCULAIREMENT

INTRODUCTION

Lorsque Lee et Yang (LE 56) émirent en 1956 l'hypothèse de la non conservation de la parité dans les interactions faibles, ils suggérèrent en même temps toute une série d'expériences susceptibles de la vérifier. Ces expériences, une fois acquises diverses précisions tout spécialement sur la forme de l'interaction en cause, constituent en fait une étude de la transition bêta en elle-même et peuvent permettre le calcul des éléments de matrice nucléaires qui en général ne sont pas connus directement. Elles présentent donc un certain intérêt et apportent quelques résultats nouveaux utiles pour l'élaboration de théories sur la structure nucléaire.

Parmi toutes ces expériences possibles, nous avons choisi celles qui étaient le plus en rapport avec la ligne générale de recherche de notre groupe de corrélations angulaires, et qui s'avéraient le plus facilement réalisables avec le matériel dont nous disposions déjà.

Dans le cadre d'une étude plus générale de l'Europium 152, nous avons donc mesuré la polarisation des rayons gamma en corrélation avec les rayons bêta émis dans l'une et l'autre des deux transitions suivantes de l'Europium 152 :

transition β permise	$3^- - 3^-$	suivie d'une transition $\gamma(E_1) 3^- - 2^+$
transition β interdite	$3^- - 2^+$	suivie d'une transition $\gamma(E_2) 2^+ - 0^+$

Le principal intérêt de l'Europium 152 réside dans le problème que posent les grandes valeurs du log. ft. pour les diverses transitions. De plus dans le cas de la transition interdite, cette grande valeur est liée à une déviation sensible de la forme permise du spectre.

Ce travail expérimental nécessite pour être compris que l'on ait présent à l'esprit un certain nombre de notions relatives à la désintégration bêta. Aussi nous a-t-il semblé utile de commencer notre exposé par un rappel théorique (chapitre I) .

Dans le chapitre II, nous indiquerons tout d'abord la méthode que nous avons utilisée pour détecter la polarisation circulaire des rayons gamma. Nous exposerons ensuite en détail les calculs qui permettent, avec le dispositif utilisé, de déduire l'anisotropie (et donc les éléments de matrice) de nos résultats expérimentaux. Nous traiterons encore de quelques problèmes pratiques que nous posaient les conditions expérimentales (source, coïncidences fortuites...) et nous indiquerons les solutions que nous leur avons apportées. Nous terminerons cette partie expérimentale, par une rapide description de nos appareils.

Les résultats et leur interprétation feront l'objet de notre dernier chapitre que nous commencerons par l'exposé de nos mesures concernant le cobalt 60 et le Scandium 46, (mesures que nous considérons en quelque sorte comme des expériences " test ").

C'est au Laboratoire des Rayons X que j'ai reçu la formation nécessaire pour entreprendre ce travail. Je tiens donc à exprimer tout d'abord mes sentiments de respectueuse gratitude envers son regretté Directeur, Monsieur le duc Maurice de BROGLIE. Que Monsieur G. AMBROSINO, qui le secondait si efficacement dans la direction du laboratoire, trouve ici l'expression de ma très sincère et profonde reconnaissance pour la formation à la fois expérimentale et théorique que je dois à son grand dévouement à mon égard.

Les expériences qui font l'objet de cette thèse ont été réalisées à l'Institut de Physique de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Zürich. Monsieur le Professeur P. SCHERRER m'a très aimablement accueilli et guidé pendant une grande partie de mon travail et Monsieur le Professeur BLASER qui lui a succédé a montré la même bienveillance et compréhension. Il m'est un agréable devoir de leur exprimer ici ma très respectueuse reconnaissance.

Monsieur le Professeur R. NATAF a bien voulu, tout au cours de la rédaction de cette thèse, être pour moi un conseiller et un réviseur d'une patience, d'une clairvoyance et d'un dévouement inlassables. Je tiens à lui dire ma très vive et très sincère gratitude.

Monsieur le Professeur Louis de BROGLIE me fait l'honneur de présider le jury. Je le prie de trouver ici l'expression de mon très respectueux dévouement.

Monsieur le Professeur J. TEILLAC, qui m'avait déjà donné d'utiles conseils lorsqu'il était encore à l'Institut du Radium, a malgré ses lourdes charges accepté de patronner mon travail. Je l'en remercie très respectueusement.

Je suis très heureux de pouvoir dire mon amical et très grand merci à tous mes collègues de laboratoire à qui je dois beaucoup dans l'élaboration de ce travail. Je pense tout particulièrement à MM. LEUBA, GENIN, MAIGNAN et STIRLING du laboratoire des Rayons X et à MM. DEBRUNNER, SUNIER, LAMBERT, LOMBARD, STUBER, BRUNNER, LEISI, KUNDIG, PERDRISAT, HESS et LANG de l'Institut de Physique de l'E.P.F. de Zürich.

Mes remerciements très amicaux vont encore aux nombreux collaborateurs techniques qui m'ont fait bénéficier de leur aide efficace : MM. CATHELIN, CHAROLOIS, CHAUMEIL, COLLET et COULON du laboratoire des Rayons X et tout le personnel de l'atelier à Zürich.

Je ne puis oublier enfin que je suis redevable au Centre National de la Recherche Scientifique d'avoir pu entreprendre et poursuivre ce travail. A lui vont donc aussi mes sincères remerciements.

C H A P I T R E I

RAPPELS THEORIQUES CONCERNANT LA DESINTEGRATION BETA

La place de ce chapitre et son titre font suffisamment comprendre le but que nous nous proposons en l'écrivant. Il s'agit d'un simple rappel et nous ne prétendons pas faire un exposé original sur un sujet particulièrement complexe.

Nous voudrions seulement tout d'abord rappeler comment les considérations théoriques confirmées et stimulées par les recherches et les résultats expérimentaux ont permis de déterminer avec une bonne approximation la forme V - A de l'interaction bêta .

Nous préciserons ensuite les développements et approximations qui conduisent à la distinction entre les transitions permises et les transitions interdites de divers ordres et qui mettent en évidence les éléments de matrice nucléaires pouvant intervenir dans chacune de ces transitions.

Nous indiquerons enfin les différentes formules nécessaires pour l'étude des corrélations β - γ polarisés circulairement, dans le cas des transitions permises et des transitions interdites du premier ordre.

On trouvera en tête de la bibliographie (p. 166), la liste des principaux articles ou exposés que nous avons utilisés pour écrire ce premier chapitre.

A) FORME V - A DE L'INTERACTION BETA

I) Théorie de Fermi . Hamiltonien invariant par symétrie .

Comme la désintégration bêta n'a pas d'analogue en physique classique, le point de départ et, en quelque sorte, le fondement d'une formulation de la théorie comporte une certaine arbitraire. On n'a pu jusqu'ici que donner une description phénoménologique des faits expérimentaux et pour déterminer la densité d'hamiltonien d'interaction, on a posé un certain nombre de postulats dont la confrontation avec l'expérience est en partie chargée de vérifier le bien fondé. Deux postulats très généraux, d'abord vérifiés déjà par leurs conséquences dans d'autres branches de la physique :

l'interaction doit être invariante dans une transformation de Lorentz.

l'interaction doit être hermitique.

Puis trois postulats plus particuliers :

l'interaction doit être locale.

les dérivées des fonctions d'onde ne doivent pas intervenir.

Il y a conservation de la charge des leptons.

Ces postulats limitent déjà les formes des interactions possibles et l'on a donc à considérer des termes quadrilinéaires en ψ de la forme :

$$\bar{\psi}_a \dots \psi_b \bar{\psi}_c \dots \psi_d$$

Fermi (FE 34), par analogie avec le problème de l'émission d'une radiation électromagnétique, supposa que le rayonnement bêta était émis proportionnellement au produit de deux vecteurs à quatre composantes, $J_\mu = \bar{\psi}_a \gamma_\mu \psi_b$ formés respectivement à partir des fonctions d'onde des nucléons et des leptons.

Alors le caractère symétrique de la relation

$$n + \nu = p + e^-$$

ainsi que l'invariance relativiste, l'ont conduit à prendre comme densité d'énergie d'interaction ce produit contracté des deux vecteurs courant sous la forme :

$$\mathcal{H}_\nu = g(\bar{\Psi}_p \gamma_\mu \Psi_n)(\bar{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_\nu) + h.c \quad (1,1)$$

$$\text{où } \bar{\Psi} = \Psi^* \gamma_4 \quad (1,2)$$

Ce résultat peut être généralisé. En effet d'autres densités covariantes peuvent encore être construites à partir d'un scalaire, d'un tenseur, d'un pseudo-vecteur et d'un pseudo-scalaire, et les produits contractés de ces tenseurs de même ordre nous donneront les cinq densités cherchées qui seront des scalaires .

$$\mathcal{H}_i = C_i(\bar{\Psi}_p O_i \Psi_n)(\bar{\Psi}_e O_i \Psi_\nu) + h.c \quad i = S, T, V, A, P \quad (1,3)$$

$$\text{avec } O_S = 1 \quad O_V = \gamma_\mu \quad O_T = i \gamma_\mu \gamma_\nu \quad O_A = i \gamma_\mu \gamma_5 \quad O_P = \gamma_5 \quad (1,4)$$

et la densité totale d'hamiltonien sera :

$$\mathcal{H} = \sum_i C_i \mathcal{H}_i = \sum_i C_i(\bar{\Psi}_p O_i \Psi_n)(\bar{\Psi}_e O_i \Psi_\nu) + h.c \quad (1,5)$$

La densité d'interaction que nous venons de définir est par construction invariante dans une symétrie spatiale. L'opérateur P qui effectue cette symétrie s'appelle l'opérateur Parité. Il faudrait de trop longs développements pour exposer en toute rigueur comment s'introduit cette notion

en physique quantique et comment elle intervient en particulier ici.

(NA 58), (BE 60a) .

Nous rappellerons seulement que cet opérateur P , appliqué par exemple à la fonction d'onde d'un système, donne la fonction d'onde du système symétrique. Si ψ_i est une des composantes de cette fonction d'onde, on peut avoir :

$$P\psi_i(\vec{r}) = \pm \psi_i(-\vec{r}) = \eta\psi_i(-\vec{r}) \quad (I,6)$$

η est la "parité intrinsèque" de cette composante. Elle ne dépend que de la nature de la grandeur représentée par ψ_i et aucunement du centre de symétrie adopté.

Si la fonction d'onde a une seule composante ψ_i , alors

pour $\eta = +1$ ψ sera scalaire

$\eta = -1$ ψ sera pseudo-scalaire

Si de plus l'origine des coordonnées est un centre de symétrie, ψ_i pourra être une fonction paire ou impaire des coordonnées et donc

$$\psi_i(-\vec{r}) = \pm \psi_i(\vec{r}) = \varepsilon\psi_i(\vec{r}) \quad (I,7)$$

ε est la parité orbitale par rapport à O .

Dans ce cas nous aurons donc

$$P\psi_i(\vec{r}) = \eta \cdot \varepsilon \psi_i(\vec{r}) = \pi \psi_i(\vec{r}) \quad (I,8)$$

et π désigne la parité totale de ψ_i .

Revenons à la densité d'hamiltonien définie plus haut (I,5). Dire que l'hamiltonien est invariant dans une symétrie spatiale signifie donc que

$$\int P \mathcal{H}_i(\vec{r}) d^3r \equiv \eta \int \mathcal{H}_i(\vec{r}) d^3r = + \int \mathcal{H}_i(\vec{r}) d^3r \quad (I,9)$$

le changement de $\vec{r}$ en $-\vec{r}$ ne changeant pas l'intégrale $\int d^3r$

Ici $\eta = 1$ et chaque produit contracté est un scalaire.

Une seconde forme possible pour les produits $(\bar{\Psi}_e O_i \Psi_v)$ serait la forme pseudo-scalaire. Elle s'obtient en remplaçant Ψ_v par $\gamma_5 \Psi_v$

$$\mathcal{H}'_i(r) = C'_i (\bar{\Psi}_\rho O_i \Psi_\mu) (\bar{\Psi}_e O_i \gamma_5 \Psi_v) + h.c \quad (I,10)$$

$$\int P \mathcal{H}'_i(\vec{r}) d^3r \equiv \eta \int \mathcal{H}'_i(\vec{r}) d^3r = - \int \mathcal{H}'_i(\vec{r}) d^3r \quad (I,11)$$

$$\mathcal{H}' = \sum_i C'_i \mathcal{H}'_i \quad (I,12)$$

Que l'on prenne alors comme hamiltonien total pour le calcul des observables, la forme $\mathcal{H}$ ou la forme $\mathcal{H}'$, on trouvera le même résultat car l'hamiltonien n'intervient que par son carré $|\mathcal{H}|^2 = |\mathcal{H}'|^2$ et chaque facteur des termes croisés $\mathcal{H}_i \mathcal{H}_j$ ou $\mathcal{H}'_i \mathcal{H}'_j$ a la même variance. Les deux formes prises séparément sont donc compatibles avec l'invariance par symétrie spatiale.

2) Hypothèse de Lee et Yang- Hamiltonien général ne conservant pas la parité

Lee et Yang (LE 56 et 57), considérant que la conservation de la parité n'était pas établie pour les interactions faibles, émirent l'hypothèse que pour ces interactions cette loi n'était plus valable et qu'il fallait par suite prendre comme densité d'hamiltonien

$$\text{non plus } \mathcal{H} = \sum_i C_i \mathcal{H}_i \quad \text{ou} \quad \mathcal{H}' = \sum_i C'_i \mathcal{H}'_i$$

mais

$$\mathcal{H} = \sum_i C_i \mathcal{H}_i + C'_i \mathcal{H}'_i$$

$$\mathcal{H} = \sum_i (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) [\bar{\psi}_e O_i (C_i + C'_i \gamma_5) \psi_\nu] + \text{h.c.} \quad (I, 13)$$

$$\mathcal{H} = \sum_i (\bar{\psi}_p \gamma_4 O_i \psi_n) [\bar{\psi}_e \gamma_4 O_i (C_i + C'_i \gamma_5) \psi_\nu] + \text{h.c.} \quad (I, 14)$$

Nous ferons une double remarque sur cet hamiltonien et les champs des leptons qu'il contient.

Tout d'abord si cet hamiltonien ne contient le champ du neutrino que sous l'une des combinaisons

$$\Phi_\nu^\pm = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5) \psi_\nu$$

on peut montrer que cet hamiltonien ne peut décrire que l'absorption d'un neutrino d'hélicité -1 (signe positif) ou d'hélicité $+1$ (signe négatif).

Il reviendrait au même de parler de création d'un anti-neutrino d'hélicité $+1$ ou -1

Φ^+ et Φ^- sont les deux projections orthogonales de ψ_ν

et comme
$$\Phi_V^{\pm} = \frac{1}{2}(1 \pm \gamma_5)\psi_V \equiv \frac{1}{2}(1 \pm \vec{\sigma} \cdot \hat{q})\psi_V \quad (I, 15)$$

$\vec{\sigma}$ représentant le spin et $\hat{q}$ le vecteur unitaire dans la direction d'émission du neutrino

Φ_V^+ représente donc un neutrino gauche (hélicité $\vec{\sigma} \cdot \hat{q} = -1$)

Φ_V^- représente donc un neutrino droit (hélicité $\vec{\sigma} \cdot \hat{q} = +1$)

Comme
$$(C_i + C'_i \gamma_5)\psi_V = (C_i + C'_i)\Phi_V^+ + (C_i - C'_i)\Phi_V^-$$

la forme générale (I, 14) s'écrit

$$\mathcal{H} = \sum_i (\psi_p^* \gamma_4 O_i \psi_n) \left\{ \psi_e^* \gamma_4 O_i \left[(C_i + C'_i)\Phi_V^+ + (C_i - C'_i)\Phi_V^- \right] \right\} + h.c. \quad (I, 16)$$

De même on pourrait montrer que si le champ de l'électron n'apparaît dans l'hamiltonien que sous l'une des formes $(1 \pm \gamma_5)\psi_e$ ou son hermitique conjuguée, cet hamiltonien aura tendance à absorber ou à créer des électrons avec hélicité négative (signe +) ou positive (signe -) et que cette hélicité aura pour valeur absolue $\frac{v}{c}$

Cette double remarque théorique nous sera bientôt utile dans l'interprétation des résultats expérimentaux dont nous allons maintenant parler.

3) Les diverses expériences concernant la non conservation de la parité et les conséquences théoriques que l'on peut en déduire.

Pour mettre en évidence la non conservation de la parité, Lee et Yang ont suggéré des expériences qui font intervenir des pseudo-scalaires.

Si l'on veut de plus que ces expériences apportent quelque précision sur la forme de l'interaction bêta, on devra étudier de préférence des transitions permises car alors n'apparaissent qu'un ou deux éléments de matrice.

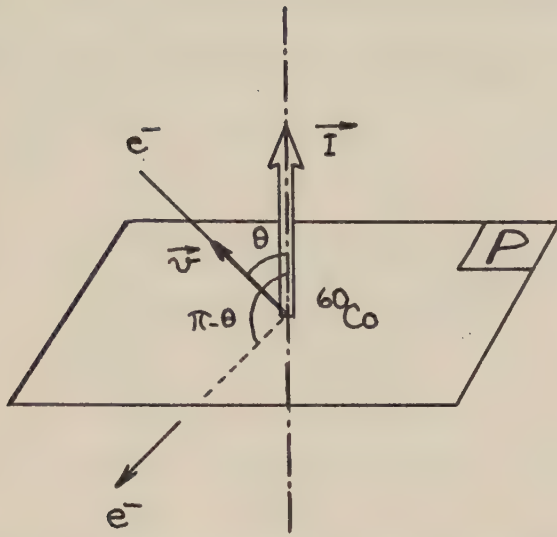
Nous rappellerons donc, très brièvement pour l'instant, les règles de sélection des transitions permises et des éléments de matrice qui peuvent intervenir, signalant seulement que l'on parvient à ces résultats grâce à une approximation non relativiste pour les fonctions d'onde des nucléons et qu'alors l'interaction P est négligeable (cf. p.34)

$$\begin{array}{llll}
 \text{Fermi} & \Delta J = 0 & \Delta \pi = \text{non} & \text{interaction } S, V \quad \int \beta, \int 1 \\
 \text{Gamow-Teller} & \Delta J = 0 & \Delta \pi = \text{non} & \text{interaction } T, A \quad \int \beta \vec{\sigma}, \int \vec{\sigma} \\
 & 0 \rightarrow 0 \text{ exclu} & &
 \end{array} \quad (I, 17)$$

Nous allons maintenant passer en revue quelques unes des principales expériences entreprises depuis la fameuse hypothèse et voir comment elles permettent de préciser la forme V - A de l'interaction β ainsi que la réalité, la grandeur et le signe des constantes de couplage C_V et C_A

a) Distribution asymétrique des électrons émis par des noyaux orientés

La première expérience qui a confirmé l'hypothèse de Lee et Yang est celle de C.S. Wu (W U 57). Il s'agissait de déterminer si la distribution angulaire des électrons émis par des noyaux orientés de ^{60}Co était ou n'était pas symétrique par rapport au plan P passant par le noyau et perpendiculaire à la direction de son spin $\vec{I}$.



Or le noyau de ^{60}Co admet avant sa désintégration ce plan P comme plan de symétrie : le spin $\vec{I}$ est en effet un pseudo-vecteur et il ne change pas quand on fait une symétrie par rapport à P. Si la parité était conservée, ce plan devrait rester plan de symétrie

lorsque l'on considère un ensemble statique de désintégrations bêta et donc à toute particule émise dans une direction θ par rapport à $\vec{I}$ devrait correspondre une particule émise dans la direction $\pi-\theta$. Le ^{60}Co a un spin 5, le ^{60}Ni un spin 4, $\Delta I = 1$ et pas de changement de parité. Nous avons donc une transition Gamow-Teller pure. Dans l'hypothèse de Lee et Yang, la distribution angulaire des électrons est donnée par

$$f(\vec{I}, \vec{v}) = 1 + A \hat{I} \cdot \frac{\vec{v}}{c} \quad (1,18)$$

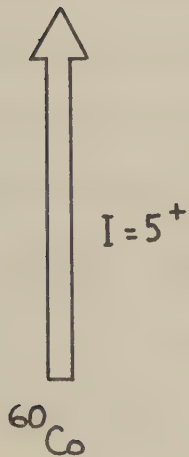
Elle fait donc intervenir un terme pseudo-scalaire $\hat{I} \cdot \vec{v}$ dont le coefficient A serait nul si la symétrie par rapport à P était conservée.

Or l'expérience montre que $A \simeq -1$. Les électrons sont émis préférentiellement vers l'arrière.

Ce résultat confirme la non conservation de la parité; il entraîne encore d'autres conséquences sur la polarisation des électrons émis dans cette transition.

Le schéma suivant permet dans un cas particulier ($\theta = 180^\circ$) de préciser l'hélicité que doivent avoir les particules émises ($e^-, \bar{\nu}$) pour que le moment angulaire total soit conservé.

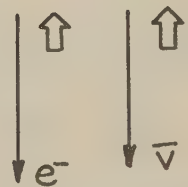
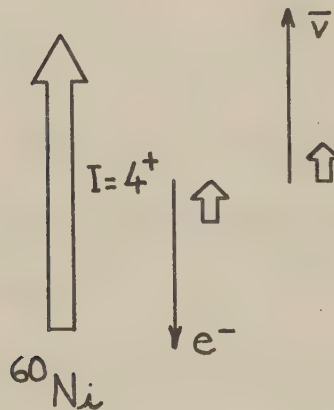
Etat Initial



Etat final

soit

soit



On voit immédiatement que les électrons, comme ils sont émis préférentiellement vers l'arrière, le sont donc avec une hélicité négative ($\vec{\sigma} \cdot \vec{p} < 0$). L'antineutrino, lui, peut être droit ou gauche mais nous verrons que dans une transition Gamow-Teller pure :

- l'antineutrino droit n'est émis que si l'interaction est du type A
- l'antineutrino gauche n'est émis que si l'interaction est du type T

Si l'on admettait que de l'expérience précédente on puisse conclure que l'asymétrie de la distribution angulaire des électrons est maxima, alors

on pourrait également affirmer que leur polarisation est maxima et égale à $-\frac{v}{c}$. En réalité, l'expérience n'était pas suffisamment précise, ($A = -1 \pm 0,2$) pour justifier à elle seule la première hypothèse.

b) Polarisation des électrons et corrélation angulaire bêta-gamma polarisés circulairement.

Depuis 1957 de nombreuses et diverses expériences sont venues confirmer le résultat précédent. Les plus significatives sont celles qui concernent

- soit la mesure directe de la polarisation des électrons
- soit la mesure de la polarisation du rayon gamma en coïncidence avec le rayon bêta

Nous analyserons plus loin ce deuxième type d'expériences. Signalons seulement ici qu'il peut fournir les mêmes renseignements que le premier puisque la polarisation du rayon gamma, si celle de l'électron est $-\frac{v}{c}$, est donnée pour une transition permise par :

$$\mathcal{H}_\gamma = A \frac{v}{c} \cos \theta \quad (I, 19)$$

A est une constante qui ne dépend que des éléments de matrice de la transition, des spins de l'état initial et de l'état final et de l'ordre multipolaire du rayon gamma. (par exemple ST 59).

Quand à la polarisation des électrons, nous rappellerons quelques unes des transitions où elle a été mesurée avec le plus de précision. (SC 60).

Transitions Gamow-Teller pures :

$$\begin{array}{lll} {}^{60}\text{Co} & 5^+ \xrightarrow{\beta^-} 4^+ & P/\frac{v}{c} = -0,982 \pm 0,025 \\ {}^{32}\text{P} & 1^+ \xrightarrow{\beta^-} 0^+ & P/\frac{v}{c} = -0,981 \pm 0,015 \end{array}$$

Transitions Fermi pures :

$$\begin{array}{lll} {}^{66}\text{Ga} & 0^+ \xrightarrow{\beta^+} 0^+ & P/\frac{v}{c} \simeq +1 \\ {}^{34}\text{Cl} & 0^+ \xrightarrow{\beta^+} 0^+ & P/\frac{v}{c} \simeq +1 \end{array}$$

Transitions mixtes :

$${}^{46}\text{Sc} \quad 4^+ \xrightarrow{\beta^-} 4^+ \quad P/\frac{v}{c} = -1,00 \pm 0,015$$

Les résultats obtenus permettent de considérer comme établi (erreur de l'ordre de 2 %) que l'hélicité des électrons est $-\frac{v}{c}$,

que celle des positrons est $+\frac{v}{c}$.

Dès lors si nous tenons compte de la remarque faite plus haut (p. 15) nous pouvons affirmer avec une très bonne approximation que l'hamiltonien de la désintégration bêta contient le champ de l'électron ψ_e uniquement sous la forme

$$(1 + \gamma_5) \psi_e$$

Il s'écrit donc

$$\mathcal{H} = \sum_i C_i (\psi_p^* \gamma_4 O_i \psi_n) [\psi_e^* (1 + \gamma_5) \gamma_4 O_i \psi_v] + \text{h.c.} \quad (I, 20)$$

Utilisant les propriétés de commutation de γ_5 et nous rappelant que :

$$O_S = 1 \quad O_V = \gamma_\mu \quad O_T = i\gamma_\mu \gamma_\nu \quad O_A = i\gamma_\mu \gamma_5 \quad O_P = \gamma_5$$

nous obtenons

$$\psi_e^* (1 + \gamma_5) \gamma_4 O_{S,T,P} \psi_\nu = \psi_e^* \gamma_4 O_{S,T,P} (1 - \gamma_5) \psi_\nu \quad (I, 21)$$

$$\psi_e^* (1 + \gamma_5) \gamma_4 O_{V,A} \psi_\nu = \psi_e^* \gamma_4 O_{V,A} (1 + \gamma_5) \psi_\nu \quad (I, 22)$$

d'où

(I, 23)

$$\mathcal{H} = \sum_{STP} C_i (\psi_p^* \gamma_4 O_i \psi_n) [\psi_e^* \gamma_4 O_i (1 - \gamma_5) \psi_\nu] + \sum_{VA} C_i (\psi_p^* \gamma_4 O_i \psi_n) [\psi_e^* \gamma_4 O_i (1 + \gamma_5) \psi_\nu] + h.c$$

Cette forme générale doit être identique à celle que nous avons établie précédemment, (I, 14)

$$\mathcal{H} = \sum_i C_i (\psi_p^* \gamma_4 O_i \psi_n) \left[\psi_e^* \gamma_4 O_i \left(1 + \frac{C'_i}{C_i} \gamma_5 \right) \psi_\nu \right] + h.c \quad (I, 14)$$

Pour que l'identité soit réalisée il faut et il suffit que

$$1) \text{ que dans les interactions } S, T, P, \quad C'_i = -C_i \quad (I, 24)$$

Alors d'après (I, 16) l'absorption d'un neutrino droit, (ou l'émission d'un antineutrino gauche), sera associée à l'émission d'un électron, (gauche par hypothèse) .

$$2) \text{ que dans les interactions } V, A \quad C'_i = C_i \quad (I, 25)$$

Alors l'absorption d'un neutrino gauche (ou l'émission d'un antineutrino droit), sera associée à l'émission d'un électron.

Comme les états gauches et droits sont orthogonaux, il ne peut y avoir de termes d'interférences entre V et A d'une part, et S, T et P d'autre part. Cela confirme s'il en était besoin que les termes de Fierz sont nuls.

Remarquons encore que ces résultats sont tout à fait compatibles avec une théorie à deux composantes du neutrino. Nous ne l'avons pas encore supposée et nous avons préféré montrer qu'elle peut se déduire des résultats expérimentaux.

Cette théorie exige en effet seulement que l'interaction soit :

- ou un mélange des formes V et A associées à l'absorption d'un neutrino gauche,
- ou un mélange des formes S, T et P associées à celle d'un neutrino droit

Si l'on applique ces conclusions aux transitions permises, on voit que le neutrino doit avoir la même hélicité dans les transitions Fermi et Gamow-Teller.

Passons donc maintenant aux expériences qui permettent de décider entre les deux hypothèses (V, A) et (S, T) .

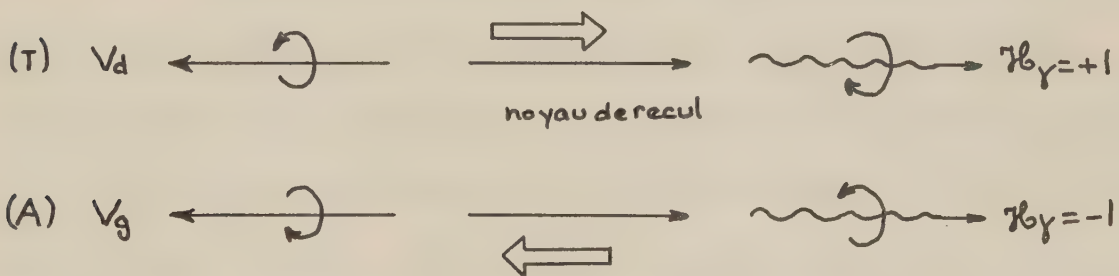
c) Expérience de Goldhaber sur la polarisation du neutrino.

L'expérience de Goldhaber (GO 58) constitue, dans le cas d'une transition Gamow-Teller pure, une mesure indirecte de la polarisation du neutrino. Elle consiste à choisir parmi les gamma émis après capture K ceux qui partent dans la direction opposée à celle du neutrino et à mesurer leur polarisation. Cette sélection est possible grâce à la résonance qu'ils peuvent alors produire.

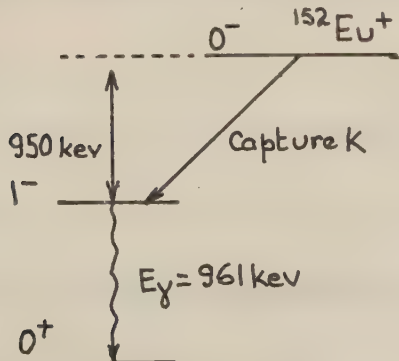
$$p + e^- \equiv n + \nu$$

Cette résonance est possible s'il existe dans la désintégration envisagée une compensation des deux énergies de recul du noyau lors de l'absorption de l'électron K et de l'émission du rayon gamma.

Supposons que le spin du noyau initial soit nul, ainsi que celui du noyau final (après émission du γ), le schéma suivant permet alors, par simple application de la conservation du moment angulaire total, de préciser la relation entre la polarisation du rayon gamma et l'hélicité du neutrino. A une polarisation circulaire droite (gauche) correspondra une hélicité droite (gauche) du neutrino.



Un isotope particulièrement favorable pour cette expérience est ^{152}Eu métastable, de période 9,3 H. La capture K ($0^- \rightarrow 1^-$) constitue une transition Gamow-Teller pure (interaction A ou T). L'expérience prouve



que le gamma est à $67 \pm 10\%$ polarisé à gauche. Dès lors, d'après le schéma précédent relatif aux moments angulaires, le neutrino a une hélicité négative et par suite l'interaction est vectorielle axiale (A) et non tensorielle.

Si nous avons postulé comme point de départ la théorie à deux composantes du neutrino, nous pourrions alors maintenant affirmer que l'interaction bêta est une interaction (V-A), le neutrino devant toujours être gauche. Par contre, dans la perspective que nous avons adoptée, il ne suffit pas que le neutrino soit gauche dans une transition Gamow-Teller pure pour conclure qu'il l'est toujours. Il pourrait être droit dans les transitions de Fermi.

En fait, les expériences de corrélations angulaires ($e^-, \vec{v}$) et ($e^+, \vec{\nu}$) vont nous assurer qu'il est encore gauche dans ce cas.

d) Expérience de corrélation angulaire électron-neutrino.

Nous avons vu (p. 20) que la polarisation de l'électron était $-\frac{v}{c}$, et que ce fait entraînait l'émission d'un antineutrino gauche dans les interactions S, T, P, et celle d'un antineutrino droit dans les interactions V, A.

De même la polarisation $+\frac{v}{c}$ du positron entraîne l'émission d'un neutrino droit (S, T, P) ou celle d'un neutrino gauche (V, A).

Des formules générales donnant la probabilité de désintégration, on déduit la forme générale suivante de la loi de corrélation électron - antineutrino ou positron - neutrino .

$$1 + \lambda \hat{q} \cdot \frac{\vec{v}}{c}$$

$\hat{q}$ étant le vecteur unitaire dans la direction d'émission du neutrino

$\vec{v}$ étant le vecteur vitesse du positron

$$\text{et } \lambda = \frac{[\frac{1}{3}(|C_T|^2 - |C_A|^2)|\vec{\sigma}|^2 + (|C_V|^2 - |C_S|^2)|\vec{1}|^2]}{(|C_T|^2 + |C_A|^2)|\vec{\sigma}|^2 + (|C_V|^2 + |C_S|^2)|\vec{1}|^2}$$

Cette loi prend une des formes suivantes dans le cas de transitions pures

Fermi	S	$1 - \hat{q} \cdot \frac{\vec{v}}{c}$	corrélation négative
	V	$1 + \hat{q} \cdot \frac{\vec{v}}{c}$	corrélation positive
Gamow-Teller	T	$1 + \frac{1}{3} \hat{q} \cdot \frac{\vec{v}}{c}$	corrélation positive
	A	$1 - \frac{1}{3} \hat{q} \cdot \frac{\vec{v}}{c}$	corrélation négative

Dès lors la détermination expérimentale de la forme de la corrélation pour une transition pure permettra de préciser clairement le type d'interaction.

Il n'existe pas de transition Fermi pure utilisable pour ce genre d'expérience. Toutefois la désintégration $\beta^+ \quad {}^{35}_{18}\text{A}_{17} \rightarrow {}^{35}_{17}\text{Cl}_{18} \quad (3/2^+ \rightarrow 3/2^+)$ est pratiquement une transition Fermi pure (95%) et J.S. Allen et son groupe (AL 59) ont trouvé pour le coefficient $\lambda, \lambda = +0,97 \pm 0,14$.

Cette mesure suffirait à elle seule pour affirmer que l'on a bien une interaction V et donc que l'interaction bêta est une interaction (V, A). D'autres mesures réalisées par le même groupe et concernant soit des transitions GT pures (${}^8\text{He}, {}^{23}\text{Ne}$) soit une transition mixte (${}^{10}\text{Ne}$) viennent du reste confirmer cette conclusion .

Le neutrino est donc toujours gauche et l'antineutrino toujours droit et l'on peut considérer comme justifiée la théorie à deux composantes du neutrino.

Il nous reste à montrer que l'on peut encore, à partir de résultats expérimentaux dont nous allons parler, calculer le rapport des modules des constantes de couplage $\frac{|C_A|^2}{|C_V|^2}$, déduire leur réalité et déterminer leur signe.

e) Valeurs de f_t et du rapport $\frac{|C_A|^2}{|C_V|^2}$

Si nous utilisons les résultats précédemment acquis (interaction V, A) nous obtenons pour les valeurs de f_t relatives aux transitions permises

$$\frac{0.693 \tau_0}{f_t} = |C_V|^2 |f_1|^2 + |C_A|^2 |\vec{f}_\sigma|^2$$

Dans le cas de la désintégration du neutron, $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$, nous avons une transition $1/2 \rightarrow 1/2$ donc $\Delta I = 0$, $\Delta \Pi = \text{non}$, et donc une transition mixte (F et GT). De plus nous connaissons la valeur des éléments de matrice

$$|f_1|^2 = 1 \quad |\vec{f}_\sigma|^2 = 3$$

Dès lors

$$(f_t)_n^{-1} \sim |C_V|^2 + 3 |C_A|^2$$

La valeur de f_t est connue avec une assez bonne précision (SO 59)

$$(f_t)_n = 1170 \pm 35 \text{ sec}$$

La comparaison de cette valeur avec celle d'une transition Fermi pure permettra de déterminer $\frac{|C_A|}{|C_V|}$

La transition $^{14}_8\text{O}_6 \xrightarrow{\beta^+} ^{14}_7\text{N}_7 \left(0^+ \xrightarrow{\beta^+} 0^+ \right)$ est précisément une transition Fermi pure et l'on peut calculer l'élément de matrice $|\int_1|^2 = 2$.

donc $(ft)_{0^{14}}^{-1} \sim 2 |C_V|^2$

De plus, les plus récentes mesures sur la période de ^{14}O (HE 61, BA 60) donnent

$$(ft)_{0^{14}} = 3061 \pm 10 \text{ sec}$$

Nous avons finalement

$$\frac{(ft)_n^{-1}}{(ft)_{0^{14}}^{-1}} = \frac{3061 \pm 10}{1170 \pm 35} = \frac{|C_V|^2 + 3|C_A|^2}{2|C_V|^2}$$

d'où $\frac{|C_A|^2}{|C_V|^2} = 1,41 \pm 0,06$ et $\frac{|C_A|}{|C_V|} \simeq 1,19 \pm 0,03$

Il reste à déterminer la différence de phase entre C_A et C_V (ou leur signe relatif).

f) Expériences avec des neutrons polarisés. $C_A = -1,2 C_V$.

Si l'on observe la désintégration des neutrons polarisés et les corrélations directionnelles possibles, trois directions entrent en jeu :

celle du spin du neutron	$\hat{\mathbf{i}}$
celle d'émission de l'électron	$\hat{\mathbf{p}}$
celle d'émission de l'antineutrino	$\hat{\mathbf{q}}$

La fonction générale de corrélation aura la forme suivante :

$$1 + \lambda \hat{\mathbf{q}} \cdot \frac{\vec{\nu}}{c} + \hat{\mathbf{i}} \cdot \left[A \frac{\vec{\nu}}{c} + B \hat{\mathbf{q}} + D \frac{\vec{\nu}}{c} \times \hat{\mathbf{q}} \right]$$

Si les neutrons ne sont pas orientés, on retrouve la fonction de corrélation classique $(\vec{e}, \vec{\nu})$. Pour les transitions permises dont il s'agit ici A, B, D, sont des constantes.

M.T. Burgy et ses collaborateurs (BU 58) ont mesuré cette corrélation dans trois conditions expérimentales différentes qui leur ont permis de déterminer séparément A, B et D. Ils ont trouvé :

$$\text{pour la corrélation } (\vec{\nu}, \hat{I}) \quad A = -0,11 \pm 0,02$$

$$\text{pour la corrélation } (\hat{q}, \hat{I}) \quad B = 0,88 \pm 0,15$$

$$\text{pour la corrélation } (\vec{\nu}, \hat{q}, \hat{I}) \quad D = -0,04 \pm 0,07$$

De ce dernier résultat on peut déduire que la différence de phase entre C_A et C_V est 0° ou 180° à 8 % près environ. En effet D s'annule si l'hamiltonien est invariant par renversement du temps (on voit que le terme

$D \hat{I} \cdot \frac{\vec{\nu}}{c} \wedge \hat{q}$ change de signe dans cette opération) et cette invariance implique une différence de phase 0° ou 180° .

Le premier résultat, $A \simeq 0$, signifie que l'asymétrie de la distribution angulaire des électrons par rapport au spin du neutron est voisine du minimum, ce qui ne peut avoir lieu que pour $C_A \simeq -C_V$

Le deuxième, $B \simeq 1$, montre que l'asymétrie de la distribution angulaire du neutrino est au contraire voisine du maximum, ce qui implique également $C_A \simeq -C_V$

De ces trois expériences et à la lumière de tous les résultats précédents, on peut donc conclure que l'interaction bêta est de la forme V - 1,2 A et qu'elle est invariante par renversement du temps.

B) TRANSITIONS PERMISES et INTERDITES - REGLES DE SELECTION et ELEMENTS DE MATRICE .

Nous allons tout d'abord définir les deux points de vue nécessaires pour établir une classification des transitions bêta et nous supposons, pour le moment, que l'influence du champ coulombien du noyau sur l'électron est négligeable.

Nous introduirons ensuite les corrections coulombiennes et nous rappellerons la validité et les limites des approximations qu'elles suggèrent.

I) Les deux points de vue nécessaires pour donner une classification des transitions bêta.

L'interaction bêta étant supposée de la forme $V - 1, 2 A$, seules les densités vectorielles et axiales interviennent

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_V &= \sum_{\mu} (\bar{\psi}_p \gamma_{\mu} \psi_n) [\bar{\psi}_e \gamma_{\mu} (C_V + C'_V \gamma_5) \psi_v] & \bar{\psi}_p &= \psi_p^* \gamma_4 \\ \mathcal{H}_A &= \sum_{\mu} (\bar{\psi}_p \gamma_{\mu} \psi_n) [\bar{\psi}_e \gamma_{\mu} (C_A + C'_A \gamma_5) \psi_v] \end{aligned} \quad (I, 26)$$

et si nous passons aux coordonnées cartésiennes

$$\mathcal{H}_V = (\psi_p^* \psi_n) [C_V (\psi_e^* \psi_v) + C'_V (\psi_e^* \gamma_5 \psi_v)] - (\psi_p^* \vec{\alpha} \psi_n) [C_V (\psi_e^* \vec{\alpha} \psi_v) + C'_V (\psi_e^* \vec{\sigma} \psi_v)] + \text{h.c.} \quad (I, 27)$$

$$\mathcal{H}_A = (\psi_p^* \vec{\sigma} \psi_n) [C_A (\psi_e^* \vec{\sigma} \psi_v) + C'_A (\psi_e^* \vec{\alpha} \psi_v)] - (\psi_p^* \gamma_5 \psi_n) [C_A (\psi_e^* \gamma_5 \psi_v) + C'_A (\psi_e^* \psi_v)] + \text{h.c.}$$

Pour connaître la valeur d'une observable quelconque relative à une désintégration bêta (spectre, diverses corrélations...), il faut calculer la probabilité de transition d'un état nucléaire $|1\rangle$ à un état $|2\rangle$. Cette probabilité W_{12} sera donnée par

$$W_{12} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle 2 | \mathcal{H}_{12} | 1 \rangle \right|^2 \rho(E_\beta) \quad (1,28)$$

où l'on aura dans le cas de la désintégration β^- d'un noyau (A nucléons)

$$\mathcal{H}_{12} = \sum_{k=1}^A \delta(\vec{r}_k - \vec{r}) t_k^+ \sum_i \Omega_i \left[\psi_e^*(\vec{r}) \Omega_i (c_i + c_i' \gamma_5) \psi_\nu(\vec{r}) \right] \quad (1,29)$$

avec $\Omega_i = 1, i \vec{\alpha}$ si l'indice i désigne l'interaction V

$= \vec{\sigma}, i \gamma_5$ si l'indice i désigne l'interaction A

Après avoir fait la somme sur toutes les grandeurs non observées, on aura donc à évaluer les éléments de matrice nucléaires provenant de l'expression

$$\left| \int \psi_2^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \mathcal{H}_{12} \psi_1(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d\tau_1 \dots d\tau_A d\tau \right|^2 \quad (1,30)$$

Ils seront de la forme

$$\int \sum_k \psi_2^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) \delta(\vec{r}_k - \vec{r}) t_k^+ O_i \psi_1(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A) d\tau_1 \dots d\tau_A d\tau \quad (1,31)$$

Pour simplifier nous écrirons, avec la notation relative à la désintégration du neutron

$$\int \psi_p^+ O_i \psi_n d\tau \quad (1,32)$$

Nous préciserons bientôt la relation entre les O_i et les Ω_i .

Nous pourrions donner une classification des transitions bêta, si nous connaissons l'ordre de grandeur relatif de ces divers éléments de matrice et les règles de sélection qu'ils entraînent. Or les propriétés des opérateurs exigent que nous envisagions ces éléments de matrice sous un double aspect

a) comme termes d'un développement multipolaire,

b) comme grandeurs pouvant se comparer à $\frac{v_N}{c}$ (v_N étant la vitesse des nucléons dans le noyau).

a) premier point de vue : développement multipolaire.

Si nous négligeons l'influence du champ coulombien du noyau, alors l'électron et le neutrino peuvent se représenter par des ondes planes.

$$\begin{aligned}\psi_e(\vec{r}) &= u_e e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}} \\ \psi_\nu(\vec{r}) &= v_\nu e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}}\end{aligned}\quad (I, 33)$$

Les facteurs leptoniques contenus dans $\mathcal{H}_b$ prennent la forme

$$\psi_e^* \Omega_i \psi_\nu = u_e^* \Omega_i v_\nu e^{-i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}} \quad (I, 34)$$

$$\text{or } e^{-i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r}} = 1 - i(\vec{p}+\vec{q})\cdot\vec{r} - \dots = e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}} = \sum_{\ell=0}^{\infty} (-i)^{\ell} (2\ell+1) j_{\ell}(kr) P_{\ell}(\cos\theta) \quad (I, 35)$$

Un développement limité est ici justifié car on doit intégrer sur le volume du noyau, donc $r \leq R$ et l'on a dans le cas de ^{152}Eu , où $W = 3,9$ et $R = 1,7 \cdot 10^{-2} \lambda_c$

$$|\vec{p}+\vec{q}| \cdot |\vec{R}| = kR < \frac{1}{10}$$

Ce développement fait entrer toutes les coordonnées dans l'intégrale sur le volume du noyau et ne laisse subsister dans le facteur leptonique que la dépendance spinorielle.

Les éléments de matrice auront donc la forme introduite plus haut

$$\int \psi_p^* O_i \psi_n d\tau$$

et les O_i seront :

soit les Ω_i si l'on prend le terme constant du développement

soit les produits généraux des Ω_i par $\vec{r}$.

Nous aurons donc comme éléments de matrice nucléaires (cf éq. I.27)

$$\text{tout d'abord} \quad \int 1, \int \vec{\sigma}, \int i\vec{\alpha}, \int i\gamma_5 \quad (I, 36)$$

puis

$$\begin{aligned} \int \vec{r}, \int \vec{\sigma}\vec{r}, \int \vec{\sigma}\times\vec{r}, B_{ij} = \int \sigma_i r_j + \sigma_j r_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \vec{\sigma} \cdot \vec{r} \\ \int i\vec{\alpha}\vec{r}, \int i\vec{\alpha}\times\vec{r}, A_{ij}, \int i\gamma_5 \vec{r} \quad \text{etc} \dots \end{aligned} \quad (I, 37)$$

Précisons maintenant les règles de sélection relatives à ces opérateurs.

Soient $\vec{J}_1$ et $\vec{J}_2$ les spins de l'état initial et de l'état final du noyau

$\vec{L}, \vec{\ell}, \vec{s}$ le moment angulaire total, le moment orbital et le spin emporté par la paire électron-neutrino.

Une première règle de sélection est donnée par la relation triangulaire

$$|J_1 - J_2| \leq L \leq J_1 + J_2 \quad (I, 38)$$

L est l'ordre tensoriel de l'opérateur, $(0, 1, 2, \dots)$, qui découle de sa nature scalaire, vectorielle, tensorielle du deuxième ordre etc...

Pour un opérateur donné on aura donc

$$\Delta J \leq L \quad (I, 39)$$

Une deuxième règle de sélection concerne la parité π_{0i} de ces opérateurs qui devra vérifier

$$\pi_1 = \pi_2 \pi_{0i} \quad (I, 40)$$

π_1 et π_2 désignant les parités de l'état initial et de l'état final du noyau

Ainsi par exemple pour 1 et $\vec{\sigma}$ $\pi_{0i} = 1$ donc $\pi_2 = \pi_1$ (I, 41)

pour $\vec{\alpha}$ et γ_5 $\pi_{0i} = -1$ donc $\pi_2 = -\pi_1$

Enfin le développement de $e^{-i \vec{k} \cdot \vec{r}}$, suivant les harmoniques sphériques nous montre qu'en première approximation la puissance l de $k r$ est associée à l'harmonique d'ordre l et donc que tout opérateur contenant une puissance l de r sera capable d'emporter un moment orbital égal à l .

Pour déterminer la plus petite valeur de l intervenant effectivement, on tiendra compte de la relation $\vec{L} = \vec{l} + \vec{s}$ et du fait que les opérateurs $\vec{\sigma}$ et $\vec{\alpha}$ emportent une unité de spin, (l'électron et le neutrino ont alors leurs spins parallèles).

Nous aurons par exemple

1 et γ_5	$L = 0$	$s = 0$	$l = 0$	
$\vec{\sigma}$ et $\vec{\alpha}$	$L = 1$	$s = 1$	$l = 0$	
$\vec{\sigma} \cdot \vec{r}$	$L = 0$	$s = 1$	$l = 1$	(I, 42)
$\vec{\sigma} \times \vec{r}$	$L = 1$	$s = 1$	$l = 1$	
B_{ij}	$L = 2$	$s = 1$	$l = 1$	

On pourrait déjà sur la seule base du développement multipolaire établir une classification des transitions: les transitions permises, par définition, les plus probables, seraient celles qui correspondraient à $l = 0$. Mais ce développement suivant les puissances de kr ne range pas en fait les éléments de matrice suivant leur ordre de grandeur. Nous serions ainsi amenés à classer par exemple $\int i\vec{\alpha}$ avec $\int 1$ et $\int \vec{\sigma}$ parmi les éléments de matrice des transitions permises, tout en remarquant qu'il ne peut intervenir en même temps qu'eux à cause du changement de parité.

Or $\int i\vec{\alpha}$ et $\int i\gamma_5$ sont au moins d'un ordre de grandeur plus petit que $\int 1$.

b) Deuxième point de vue : ordre de grandeur des éléments de matrice par rapport à $\frac{v_N}{c}$.

Dans les éléments de matrice $\int 1$ et $\int \vec{\sigma}$, les opérateurs 1 et $\vec{\sigma}$ ne combinent entre elles que les grandes composantes ou les petites, et donc les produits prépondérants sont de l'ordre de 1.

Dans les éléments de matrice $\int i\vec{\alpha}$ et $\int i\gamma_5$ au contraire, les opérateurs $\vec{\alpha}$ et γ_5 font apparaître des produits d'une grande par une petite composante et sont en général d'ordre $\frac{v_N}{c}$ par rapport aux produits précédents.

$\int i\vec{\alpha}$ et $\int i\gamma_5$ sont appelés pour cette raison éléments de matrice relativistes.

Cette approximation non relativiste pour la fonction d'onde des nucléons complète les considérations du développement multipolaire et permet d'établir une classification plus rigoureuse des transitions bêta en classant les éléments de matrice d'après leur ordre de grandeur.

Elements de matrice	Ordre tensoriel	Règles de Sélection		Transitions strictement interdites	ordre de Grandeur par rapport à		
		ΔJ	$\Delta \Pi$		(kR)	$\frac{v_N}{c}$	
$\int 1$	$L = 0$	0	non		0	0	Permisses
$\int \vec{\sigma}$	$L = 1$	$0, \pm 1$	non	$0 \leftrightarrow 0$	0	0	
$\int i \gamma_s$	$L = 0$	0	oui		0	1	Interdites du 1er ordre
$\int \vec{\sigma}, \vec{r}$	$L = 0$	0	oui		1	0	
$\int \vec{r}$	$L = 1$	$0, \pm 1$	oui	$0 \leftrightarrow 0$	1	0	
$\int i \vec{r}$	$L = 1$	$0, \pm 1$	oui	$0 \leftrightarrow 0$	0	1	
$\int \vec{\sigma} \times \vec{r}$	$L = 1$	$0, \pm 1$	oui	$0 \leftrightarrow 0$	1	0	
$B_{ij} = \int [\sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} \vec{\sigma} \cdot \vec{r}]$	$L = 2$	$0, \pm 1, \pm 2$	oui	$0 \leftrightarrow 0$ $\frac{1}{2} \leftrightarrow \frac{1}{2}$ $0 \leftrightarrow 1$	1	0	

Ce tableau est une transcription simplifiée de celui que donne

H. Schopper dans son article sur la désintégration bêta

(SC 60 p. 345)

Le tableau de la page 35 donne pour chaque élément de matrice

- d'une part les règles de sélection,

- d'autre part les deux ordres de grandeurs relatifs - l'un à la puissance de kr
- l'autre à celle de $\frac{v_N}{c}$

Les transitions permises seront celles réalisées par des éléments de matrice dont les deux ordres de grandeur seront 1 (puissance 0). Pour ces transitions, on a bien $\Delta\pi = 0$, pas de changement de parité nucléaire.

De plus pour $\int 1$ $L=0 \rightarrow \Delta J = 0$ Fermi type V (I,43)
pour $\int \vec{\sigma}$ $L=1 \rightarrow \Delta J = 0, \pm 1$ Gamow-Teller type A

Les transitions interdites du premier ordre seront celles réalisées par les éléments de matrice d'un ordre de grandeur inférieur aux précédents (puissances 0 de kr et 1 de $\frac{v_N}{c}$ ou inversement).

Six éléments de matrice peuvent intervenir si $\Delta J = 0$, quatre si $\Delta J = \pm 1$, un seul, B_{ij} , si $\Delta J = \pm 2$, et on dit alors que la transition interdite est "unique".

Dans les considérations précédentes nous n'avons pas tenu compte des effets coulombiens. Signalons que les modifications qu'ils entraînent ne changent ni la classification ni les règles de sélection données plus haut. Toutefois l'influence du champ coulombien est beaucoup plus importante et plus facilement observable dans les transitions interdites que dans les transitions permises.

2) Corrections coulombiennes.

Si l'on veut tenir compte de l'influence du champ du noyau, il n'est plus possible de représenter la fonction d'onde de l'électron par une onde plane et il faut utiliser la solution de l'équation de Dirac pour une particule dans un champ extérieur. Nous ne donnerons pas ici l'expression générale de la probabilité de transition mais seulement celle qui correspond aux corrélations bêta-gamma polarisé circulairement. Nous utiliserons les notations de Kotani et Ross (KO 58).

La probabilité qu'un électron d'énergie comprise entre W et $W+dW$ soit émis avec une quantité de mouvement comprise entre $\vec{p}$ et $\vec{p}+d\vec{p}$ et en corrélation avec un rayon gamma de polarisation τ et de direction comprise entre $\vec{k}$ et $\vec{k}+d\vec{k}$ est donnée, pour une transition $J_1 \xrightarrow{\beta^-} J_2 \xrightarrow{\gamma} J_3$ par

$$N(W, \vec{p}, \vec{k}, \tau) dW d\vec{p} d\vec{k} =$$

$$F_0(Z, W) p \cdot W (W_0 - W)^2 dW d\vec{p} d\vec{k} \frac{1}{(2\pi)^5} \left(1 + \frac{\gamma_1}{2}\right) (|\vec{p}|^2 \sum_{\lambda} |\delta_{\lambda}|^2) \quad \times \quad (I, 44)$$

$$\left\{ B^{(0)} + B^{(2)} \left(\frac{3}{2} (\vec{p} \cdot \vec{k})^2 - \frac{1}{2} \right) - \tau \left[B^{(1)} \vec{p} \cdot \vec{k} + B^{(3)} \left(\frac{5}{3} (\vec{p} \cdot \vec{k})^3 - \frac{3}{2} (\vec{p} \cdot \vec{k}) \right) \right] \right\}$$

$$\gamma_1 = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}$$

η est un élément de matrice standard dont on précisera plus loin la forme

les δ_{λ} sont les éléments de matrice réduits pour une émission gamma

2^{λ} polaire.

$$B^{(n)} = \sum_{LL'} b_{LL'}^{(n)} G_{LL'}(h, J_1, J_2, J_3) \quad (I, 45)$$

et ce sont les coefficients $B^{(n)}$ qui contiennent les éléments de matrice nucléaires dans les facteurs $b_{LL'}^{(n)}$

Pour une transition permise $n = 0, 1$.

Pour une transition interdite du 1er ordre $n = 0, 1, 2, 3$.

a) Approximation ξ .

Quand on tient compte des effets coulombiens, les éléments de matrice sont multipliés par des facteurs que l'on peut développer suivant les puissances décroissantes de $\frac{\alpha Z}{2}$ ou mieux de $\xi = \frac{\alpha Z}{2\rho}$ (ρ = rayon nucléaire en unités λ_c).

Pour les éléments de matrice permis, relativistes ou unique,

($\int 1, \int \vec{\sigma}, \int i\vec{\alpha}, \int i\vec{\gamma}_5, \int B_{ij}$), on obtient comme premiers termes du développement

$$1, \xi \rho^2 \text{ (ou } \xi^2 \rho^2 \text{)} \quad (I, 46)$$

Pour les éléments de matrice $\int \vec{\alpha}, \int \vec{\sigma}, \int \vec{\alpha} \cdot \vec{\sigma}, \int \vec{\sigma} \times \vec{\alpha}$ le développement fait apparaître

$$\xi^2, \xi, 1, \xi \rho^2 \quad (I, 47)$$

On peut dès lors, considérer l'expression (I, 44) comme un développement par rapport à ξ et on appelle approximation ξ l'expression obtenue en ne gardant que le terme en ξ^2 .

Les transitions dont on peut rendre compte avec cette approximation sont appelées transitions coulombiennes.

Pour comprendre certaines de leurs caractéristiques comme aussi un cas où l'approximation ξ ne serait plus valable, il faut de plus rappeler comment s'introduit ici la dépendance par rapport à l'énergie.

Dans le cas des transitions permises, les leptons n'emportent aucun moment orbital ($l=0$), aussi en raison du développement multipolaire la dépendance de l'énergie n'entre dans les grandeurs observées que sous la forme d'un facteur statistique qui est le même pour les deux éléments de matrice.

Dans le cas des transitions interdites du premier ordre, cette dépendance de l'énergie est en général beaucoup plus compliquée puisque six éléments de matrice correspondant à des valeurs de l différentes peuvent intervenir. Cette dépendance est semblable à celle des transitions permises pour $\int i\vec{\alpha}$ et $\int i\vec{\gamma}_5$ car $l=0$, mais plus complexe pour les quatre autres éléments de matrice. Nous ne pouvons ici entrer dans le détail des calculs; nous signalerons seulement que pour la série en $\xi^2, \xi, 1$ cette dépendance se traduit par une multiplication de ses termes par des puissances croissantes de W , le facteur de ξ^2 étant indépendant de W .

On comprend alors que pour les transitions coulombiennes, (terme en ξ^2 seul gardé), cette dépendance revête la même forme que pour les transitions permises et donc en particulier que le spectre soit un spectre permis, le facteur de correction étant une constante. Un grand nombre de transitions interdites du premier ordre et non uniques entrent dans cette catégorie. (cf ^{32}P , ^{86}Rb , ^{122}Sb , ^{186}Re).

Par contre pour les transitions uniques interdites du premier ordre $\Delta J = 2$, le seul élément de matrice B_{ij} intervient et le facteur de correction du spectre dépend de l'énergie. On a

$$C(w) = \frac{1}{12} (q^2 + \lambda_1 p^2) \quad \text{ou } \lambda_1(Z, p) \text{ est une fonction connue}$$

b) cas où l'approximation ξ n'est plus valable.

Plusieurs raisons peuvent exiger que l'on ne garde pas seulement le terme en ξ^2 et donc interdire l'approximation ξ .

Une première circonstance serait le cas où W_0 (énergie totale maxima de l'électron) serait comparable ou supérieur à ξ . Alors le développement en ξ ne convergerait plus. Pour la transition interdite de l' $^{152}_{63}\text{Eu}$, il n'en est pas ainsi puisque

$$W_0 = 3,9 \quad \text{et} \quad \xi = \frac{\alpha Z}{2\rho} = \frac{63}{137} \frac{1}{3,4 \cdot 10^{-2}} \simeq 13,5 \gg W_0 \quad (I, 48)$$

Une deuxième circonstance est celle où les différents éléments de matrice, intervenant dans le coefficient du terme en ξ^2 se détruisent mutuellement si bien que ce premier terme du développement devient de l'ordre de grandeur du suivant. Il semble que ce soit le cas du RaE. ("cancellation effect").

Une troisième circonstance enfin pourra se présenter et exigera que l'on garde les trois premiers termes du développement : il en sera ainsi lorsque, par suite de règles de sélection supplémentaires, l'élément de matrice B_{ij} sera prédominant ou du moins du même ordre de grandeur que les termes coulombiens en ξ^2 ou ξ . ("selection rule effect").

Pour permettre de décider entre les différentes causes qui interdisent l'usage de l'approximation ξ , Kotani (KO 59a et 59b) a introduit un formalisme et des notations que nous utiliserons.

Les six éléments de matrice qui peuvent intervenir dans une transition interdite du premier ordre non unique sont remplacés par des paramètres nucléaires u, v, w, x, y, z qui représentent leur rapport à un élément de matrice standard η . Nous utiliserons en fait deux combinaisons V et Y de ces paramètres.

L désignant toujours l'ordre tensoriel de l'élément de matrice (moment angulaire total emporté par la paire électron-neutrino) on doit avoir, nous l'avons dit :

$$|J_1 - J_2| \leq L \leq J_1 + J_2 \quad (I, 38)$$

et pour les trois valeurs de L qui peuvent apporter une contribution appréciable, les paramètres nucléaires qui apparaîtront dans les calculs,

(V, w, Y, u, x, z) seront définis par les relations suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} L = 0 \quad \eta V = C_A \int i \gamma_5 + \xi \eta w \quad \text{avec} \quad \eta w = C_A \int \vec{\sigma} \cdot \vec{z} \\ \\ L = 1 \quad \eta Y = -C_V \int i \vec{\alpha} - \xi \eta (u+x) \quad \text{avec} \quad \eta u = C_A \int i \vec{\sigma} \times \vec{z} \\ \quad \quad \quad \eta x = -C_V \int \vec{z} \\ \\ L = 2 \quad \eta z = C_A \int B_{ij} \end{array} \right\} (I, 49)$$

Lorsque $J_1 + J_2 \geq 2$, on prendra $\eta = C_A \int B_{ij}$ donc $Z=1$ (I, 50)

et la valeur de η sera déterminée à partir de celle de f_{et} par

$$(f_{et}) = \pi^3 \frac{0,693}{|\eta|^2} \quad (I.51)$$

Avec ces notations, l'approximation ξ , qui correspond à $\frac{\alpha Z}{2} \gg \rho$,

entraîne

$$|v| \sim |y| \sim \xi \gg |w| \sim |\mu| \sim |x| \sim |z|$$

L'élément de matrice $\int i\vec{a}$ devient en effet de l'ordre $\frac{\alpha Z}{2}$ quand on tient compte du changement de potentiel coulombien, lorsque par exemple un neutron se transforme en proton, et les autres éléments de matrice sont de l'ordre de ρ .

L'effet d'annulation provient, par exemple, de ce que, pour les valeurs de $\int i\vec{a}$, $\int \vec{r}$ etc... particulières à une transition, Y est de l'ordre de grandeur des autres paramètres.

$$|Y| \simeq |w| \sim |\mu| \sim |x| \sim |z|$$

Enfin pour expliquer la prédominance de l'élément B_{ij} (paramètre z)

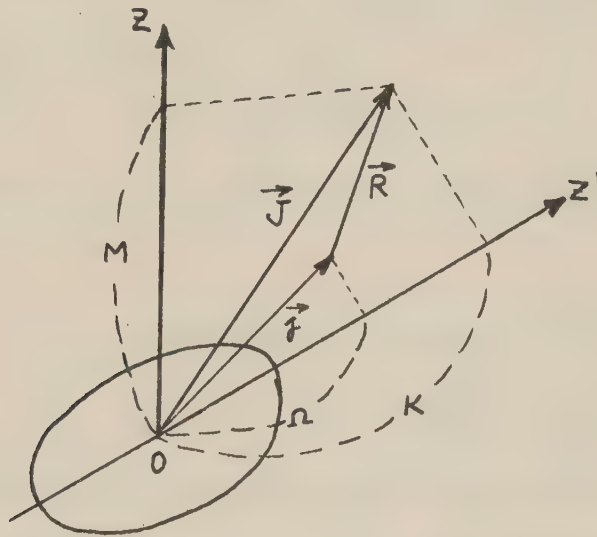
dans certaines transitions non uniques, on doit faire intervenir d'autres règles de sélection qui ont pour effet de réduire les éléments de matrice d'ordre $L = 1$ ou 0 , normalement plus probables s'ils vérifient $L > \Delta J$.

Jusqu'ici nous n'avons fait aucune hypothèse particulière sur la structure nucléaire. Les deux règles de sélection dont nous allons parler et qui conduisent à l'interdiction K'' et à l'interdiction J'' résultent au contraire de l'introduction d'un modèle nucléaire (modèle de Bohr et Mottelson et modèle en couches).

Interdiction K

Les noyaux lourds qui ont un grand nombre de protons et de neutrons en dehors des couches complètes sont très déformés. On suppose toutefois que cette déformation est due à des mouvements collectifs de rotation et possède un axe de symétrie OZ' .

Si l'on désigne respectivement par $\vec{J}$, $\vec{R}$ et $\vec{j}$ le moment angulaire total du noyau, le moment angulaire collectif de rotation et le moment angulaire total des particules, on a le couplage $\vec{J} = \vec{R} + \vec{j}$ représenté par le schéma suivant :



Un état nucléaire est alors déterminé par les nombres quantiques J, M, K, π

M étant la projection de $\vec{J}$ sur un axe de quantification OZ

K étant sa projection sur l'axe de symétrie OZ'

π étant la parité du niveau envisagé.

Pour une transition β d'un état (K_1, J_1, π_1) à un état (K_2, J_2, π_2) , on aura en plus de la règle déjà donnée (I, 38) $L \geq \Delta J$, la nouvelle règle de

sélection $|K_1 - K_2| \leq L \leq K_1 + K_2$ (I, 52)

Cette règle est valable avant tout pour les noyaux de nombre A situés dans la région où s'applique le modèle de Bohr et Mottelson : $150 < A < 190$ et $A > 225$. De plus elle n'est pas aussi stricte que la précédente car elle dépend de la forme de la fonction d'onde adoptée pour rendre compte de la déformation (AL 55).

Ainsi pour un état de nombre quantique K correspond une correction du premier ordre définie par $K' = K \pm 1$

On comprend alors que par exemple dans une transition $(3,3,-) \xrightarrow{\beta} (0,2,+)$ où l'on a $L \geq 1 = \Delta J$ et $L = 3 = \Delta K$, l'élément de matrice $B_{\lambda j}$ correspondant à $L = 2$ puisse être prépondérant.

De plus, d'une manière générale, l'interdiction K entraîne les deux séries d'inégalités

$$|z| > |x| \sim |u| > |w| \quad (I, 53)$$

et $|y| > |v|$

Mais à cause du facteur numérique important ξ , qui figure dans Y , on ne peut, sans connaissance supplémentaire sur l'effet de réduction des paramètres produit par cette interdiction, décider le quel des deux paramètres Z ou Y l'emporte sur l'autre.

Interdiction j

Si l'on admet la validité du modèle en couches, il s'introduit une nouvelle règle de sélection relative aux moments angulaires j et j' du neutron qui se désintègre et du proton qui est créé.

Soit une transition β^- $(J_1, \pi_1) \rightarrow (J_2, \pi_2)$ avec $\pi_1 \pi_2 = \pm 1$

supposons que $\Delta J = |J_1 - J_2| = 1$

L'étude des états possibles pour le proton et compatibles avec le changement $\Delta J = 1$ et avec la règle de parité ($\pi \pi' = \pi_1 \pi_2$) pourra montrer que l'on doit avoir $\Delta j = |j - j'| \geq 2$ et que l'élément de matrice B_{ij} correspondant à $L = 2$ est alors prépondérant.

Signalons cependant que cette interdiction implique seulement les inégalités

$$|z| > |x|, |u| \text{ et } |w| \quad (I, 54)$$

mais qu'elle ne permet pas de déterminer l'ordre de grandeur relatif de V , Y et z .

Remarquons dès maintenant que cette interdiction ne s'applique pas à la transition interdite ($3^- - 2^+ - 0^+$) de l' $^{152}_{63}\text{Eu}_{89}$. En effet le 89^e neutron et le 64^e proton n'appartiennent pas à la même couche. Elle peut au contraire intervenir dans la transition ($3^- - 2^+ - 0^+$) de $^{124}_{51}\text{Sb}_{73}$ où l'on trouve effectivement $\Delta j \geq 2$ (KO 59b).

Il serait utile pour nos connaissances sur la structure nucléaire de pouvoir préciser laquelle de ces deux interdictions joue en fait dans un cas déterminé ou même une série de désintégrations ayant le même schéma (par exemple $3^- - 2^+ - 0^+$).

Deux différences dans les propriétés ou les conséquences de ces interdictions apportent à ce sujet quelque lumière. Tout d'abord l'interdiction j n'existe que pour neutron et proton appartenant à la même couche, ce qui n'a pas lieu pour l'interdiction K. De plus, seule, l'interdiction K entraîne $|Y| > |V|$.

Il serait également intéressant d'arriver à distinguer entre les effets d'annulation (I, 52) et les effets de sélection (interdictions K et j). Dans ce but, on peut utiliser une approximation qui permet une plus rapide confrontation avec les résultats expérimentaux et qui rend manifeste l'effet de sélection. Il s'agit de l'approximation B_{ij} modifiée dont nous allons maintenant parler .

c) Approximation B_{ij} modifiée

Parmi les différentes séries de valeurs des paramètres nucléaires qui peuvent expliquer la prédominance de l'élément B_{ij} , il en est une très simple suggérée par Matumoto, Morita et Yamada (MA 55) et reprise par Kotani (KO 59 bp. 798, 802, 805)

$$\begin{cases} X = \mu = \omega = 0 \\ z \neq 0 \quad Y \neq 0 \quad V \neq 0 \quad \text{et} \quad Y \text{ et } V < \xi \end{cases} \quad (I, 55)$$

L'effet de sélection apparaît clairement et cette approximation B_{ij} modifiée permet une interprétation des résultats expérimentaux si l'on est assuré que son application est légitime.

C) INTERET des EXPERIENCES de CORRELATION β - γ POLARISE CIRCULAIREMENT et FORMULES UTILES pour leur INTERPRETATION

Avant de terminer ce premier chapitre nous donnerons les formules générales qui nous seront utiles par la suite et nous montrerons l'intérêt de ces expériences de corrélation bêta-gamma polarisé circulairement.

1) Remarque préliminaire

Signalons tout d'abord que ces expériences fournissent les mêmes renseignements que les expériences de distribution angulaire des électrons émis par des noyaux orientés. En effet dans le cas des transitions permises les rayons bêta (β^-) étant émis préférentiellement, soit dans la direction opposée au spin $\vec{J}$ du noyau (GT pure avec $\Delta J = J_2 - J_1 = +1$ ou mélange F et GT avec $\Delta J = 0$), soit dans sa direction (GT pure avec $\Delta J = -1$ ou mélange F et GT), il en résulte une polarisation partielle pour les noyaux émetteurs si l'on observe les rayons bêta dans une direction déterminée $\vec{p}$. Une valeur $\vec{J} \cdot \vec{p}$ négative (ou positive) est alors plus probable qu'une valeur positive (ou négative). A cause de cette polarisation partielle des noyaux, un rayon gamma émis ensuite sera polarisé circulairement.

Ces expériences de corrélation bêta-gamma polarisé circulairement, bien qu'elles demandent la détection d'effets très nettement plus faibles que ceux obtenus dans les expériences avec des noyaux orientés, sont cependant beaucoup plus faciles à réaliser et peuvent être utilisées pour l'étude d'un bien plus grand nombre de noyaux.

2) Formules générales

La formule (I, 44) peut s'écrire dans le cas des corrélations bêta-gamma polarisé circulairement (AL 57, KO 58 etc)

$$f(\theta, \tau, w) = \sum_K (-\tau)^K A_K P_K(\cos\theta) \quad (I, 56)$$

$f(\theta, \tau, w)$ représente à un facteur près la probabilité de l'émission d'un rayon gamma faisant un angle θ avec le rayon bêta correspondant, compte tenu de la polarisation du rayon gamma.

$\tau = \pm 1$ pour une polarisation circulaire droite ou gauche

l'indice k de (I, 56) remplace l'indice n de (I, 44)

a) Transitions permises

Pour les transitions permises, nous avons vu (p. 38) qu'avec une très bonne approximation, seules les valeurs $k=1$ et $k=0$ interviennent. Le calcul des coefficients A_0 et A_1 de la formule (I, 56) montre que :

$$f(\theta, \tau) = 1 + \tau A \frac{v}{c} \cos\theta \quad (I, 57)$$

$$A = \frac{1}{\lambda+1} \frac{-\mu_{J_1, J_2} C_A^2 |\vec{f}_\sigma|^2 - \delta_{J_1, J_2} \left(\frac{J_1+1}{J_1}\right)^{\frac{1}{2}} C_A C_V |\vec{f}_1| |\vec{f}_\sigma|}{C_A^2 |\vec{f}_\sigma|^2 + C_V^2 |\vec{f}_1|^2} \quad (I, 58)$$

$$\mu_{J_1, J_2} = 1 \quad \text{si } J_1 \rightarrow J_2 = J_1 - 1 \quad (\Delta J = +1)$$

$$\mu_{J_1, J_2} = -\frac{1}{J_1} \quad \text{si } J_1 \rightarrow J_2 = J_1 \quad (\Delta J = 0) \quad (I, 58a)$$

$$\mu_{J_1, J_2} = -\frac{J_1+2}{J_1+1} \quad \text{si } J_1 \rightarrow J_2 = J_1 + 1 \quad (\Delta J = -1)$$

On voit que, pour les transitions permises, l'intérêt de ces expériences est de permettre de déterminer la proportion relative des interactions Fermi et Gamow-Teller dans les transitions qui sont un mélange de ces deux types d'interaction.

b) Transition interdite ($3^- - 2^+ - 0^+$) de l' ^{152}Eu

Pour une transition interdite du premier ordre, la valeur maximale de k est 3. Nous avons donc pour $f(\theta, \tau, W)$, l'expression suivante :

$$f(\theta, \tau, W) = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta) - \tau \frac{\nu}{c} [A_1 P_1(\cos\theta) + A_3 P_3(\cos\theta)] \quad (1,59)$$

Nous l'utiliserons également sous la forme :

$$f(\theta, \tau, W) = 1 - \gamma P_2(\cos\theta) + \tau \frac{P}{W} [\alpha P_1(\cos\theta) + \beta P_3(\cos\theta)] \quad (1,60)$$

$$\text{avec } \alpha = -\frac{A_1}{A_0} \quad \beta = -\frac{A_3}{A_0} \quad \gamma = -\frac{A_2}{A_0} = -\varepsilon$$

ε désigne dans les notations de Kotani le coefficient de la corrélation directionnelle bêta-gamma : $1 + \varepsilon P_2(\cos\theta)$

Les coefficients A_k dépendent de l'énergie maximale W_0 , de l'énergie W de l'électron observé et des paramètres nucléaires. Le coefficient A_0 n'est rien d'autre que le facteur de correction du spectre $C(W)$. Nous ne donnerons ici leurs expressions que pour la transition interdite ($3^- - 2^+$) de l' ^{152}Eu et donc pour $W_0 = 3,9$. Comme il s'agit d'une transition $\Delta J = 1$ on a donc $L \gg 1$ (L est l'ordre tensoriel de l'élément de matrice). Seuls sont à considérer les éléments de matrice d'ordre 1 et 2, les autres apportant une contribution négligeable. (cf 1,48). Nous n'aurons que trois paramètres Y , u et x , z étant égal à 1 dans la normalisation adoptée.

Les expressions que nous allons transcrire sont déduites des formules données par Kotani (KO 59b Appendice) et supposent donc comme ces dernières que les termes d'ordre égal ou inférieur à ξ, p^2 ont été négligés dans le développement en ξ .

(I, 61)

$$A_0 = \frac{1}{12} [15,2 - \lambda_1 - 7,8W + (1 + \lambda_1) W^2] + Y^2 + \frac{2}{3} [3,9 + \frac{1}{W} - 2W] \mu Y - \frac{2}{3} [3,9 - \frac{1}{W}] x Y \\ + \frac{1}{9} [19,3 + \frac{7,8}{W} - 19,5W + 5W^2] \mu^2 + \frac{1}{9} [44,6 - \frac{7,8}{W} - 15,6W + 4W^2] x^2$$

(I, 62)

$$A_1 = \frac{1}{3} Y^2 + \frac{1}{3} \lambda_4 W Y - \frac{1}{30} [22,35 - 2,6W + 8W^2] \mu - \frac{1}{45} [70 - 19,5W + 6W^2] x \\ = \frac{1}{9} [5W - 7,8] \mu Y - \frac{2}{9} [3,9 - W] x Y - \frac{1}{9} [15,2 - 11,7W + 2W^2] \mu x + \frac{1}{36} [12,2 - 23,4W + 8W^2] \mu^2$$

(I, 63)

$$A_2 = -\frac{p^2}{W} \left\{ \frac{\lambda_1}{42} W + \frac{\lambda_2}{7} Y - \frac{1}{42} (5W - 7,8 \lambda_2) \mu - \frac{1}{21} (3,9 \lambda_2 - W) x - \frac{\lambda_2}{21} \mu Y \right. \\ \left. + \frac{2 \lambda_2}{21} x Y + \frac{1}{36} (W - 2,23 \lambda_2) \mu^2 - \frac{1}{63} (7,8 \lambda_2 + W) x^2 - \frac{1}{21} (W - 3,9 \lambda_2) \mu x \right\}$$

$$A_3 = p^2 \left[\frac{\lambda_1}{28} + \frac{2}{35} x - \frac{1}{35} \mu \right] \quad \left(p^2 = W^2 - 1 \right) \quad (I, 64)$$

Nous verrons au chapitre suivant que la mesure du degré de polarisation du rayon gamma fait intervenir les quatre coefficients A_0, A_1, A_2, A_3 . De plus, pour préciser et interpréter nos résultats expérimentaux, nous serons amenés à utiliser d'autres grandeurs relatives à la même désintégration

Il y aura

- d'une part, le facteur de correction du spectre $C(W) = A_0(W)$

- d'autre part, le facteur de la corrélation directionnelle $\mathcal{E}(W) = \frac{A_2(W)}{A_0(W)}$

Dans le cas général, les équations déduites soit de nos mesures de la polarisation du rayon gamma, soit d'autres mesures concernant $C(W)$ ou $\mathcal{E}(W)$, seront assez compliquées.

Il sera par contre assez facile de chercher si l'approximation B_{ij} modifiée est compatible avec ces diverses mesures. Les coefficients A_k se simplifient en effet considérablement pour $x = u = 0$, et l'on a

$$C(W) = A_0 = \frac{1}{12} (q^2 + \lambda_1 p^2) + Y^2 \quad (q = W_0 - W)$$

$$A_1 = \frac{1}{3} Y^2 + \frac{1}{3} \lambda_4 W Y$$

$$A_2 = -\frac{p^2}{W} \left(\frac{\lambda_2}{7} Y + \frac{\lambda_1}{42} W \right) \quad (1,65)$$

$$A_3 = -\frac{1}{28} \lambda_1 p^2$$

Nous retrouverons toutes ces formules quand il s'agira d'interpréter nos résultats (chapitre III) mais nous avons jugé utile de montrer dès maintenant comment la fonction de corrélation dépendait tout à la fois de l'énergie et des paramètres nucléaires. Nous allons en effet décrire nos expériences et dire comment nous pouvons en déduire ces paramètres et nous aurons donc à faire allusion à cette double dépendance.

CHAPITRE II

PARTIE EXPERIMENTALE

A) PRINCIPE DES MESURES - METHODE et DISPOSITIF UTILISES

1) Introduction

Les considérations théoriques précédentes ont montré que la fonction de corrélation peut se mettre sous la forme générale :

$$f(\theta, \tau) = \sum_k (-\tau)^k A_k P_k \cos \theta \quad (\text{II}, 1)$$

et, par suite, sous une des formes suivantes :

1) transitions permises

$$f(\theta, \tau) = 1 + \tau \frac{\nu}{c} A P_1(\cos \theta) = 1 + \tau \frac{\nu}{c} A \cos \theta \quad (\text{II}, 2)$$

2) transition interdite $3^- - 2^+$ de l'Europium 152

$$\begin{aligned} f(\theta, \tau) &= 1 - \gamma P_2(\cos \theta) + \tau \frac{\nu}{c} \left[\alpha P_1(\cos \theta) + \beta P_3 \cos \theta \right] \\ &= 1 - \gamma \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right) + \tau \frac{\nu}{c} \left[\alpha + \beta \left(\frac{5}{2} \cos^2 \theta - \frac{3}{2} \right) \right] \cos \theta \end{aligned} \quad (\text{II}, 3)$$

avec $\tau = +1$ pour une polarisation circulaire droite

$\tau = -1$ pour une polarisation circulaire gauche

Cette fonction de corrélation, nous l'avons dit, exprime à un facteur près la probabilité de l'émission d'un rayon gamma faisant un angle θ avec le rayon β correspondant, compte tenu de la polarisation du rayon γ .

Si nous envisageons un faisceau de rayons gamma répondant aux mêmes conditions , son hélicité moyenne est alors définie par :

$$\mathcal{H}_\gamma(\theta) = \frac{f(\theta, \tau=1) - f(\theta, \tau=-1)}{f(\theta, \tau=1) + f(\theta, \tau=-1)} \quad (\text{II}, 4)$$

d'où pour les transitions permises :

$$\mathcal{H}_\gamma(\theta) = \frac{v}{c} A \cos \theta \quad (\text{II}, 5)$$

pour la transition interdite :

$$\mathcal{H}_\gamma(\theta) = \frac{v}{c} \omega(\theta) \cos \theta \quad (\text{II}, 6)$$

$$\text{avec } \omega(\theta) = \frac{\alpha + \beta \left(\frac{5}{2} \cos^2 \theta - \frac{3}{2} \right)}{1 - \gamma \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)} \quad (\text{II}, 7)$$

Le facteur A (transition permise) ou les coefficients $\alpha, \beta, \gamma = -\epsilon$ (transition interdite) contiennent les éléments de matrice intervenant dans la transition envisagée et de leur connaissance nous pourrions obtenir des renseignements sur les éléments de matrice eux-mêmes.

Pour déterminer ce facteur ou ces coefficients , et donc ensuite les éléments de matrice , il nous faudra d'abord connaître l'hélicité $\mathcal{H}_\gamma$ et c'est précisément la mesure de cette hélicité qui constitue la partie expérimentale de ce travail.

2) Principe de mesure de l'hélicité $\mathcal{H}_\gamma$. (GR 59, FA 59).

Deux méthodes utilisant l'effet Compton permettent cette mesure .

Lorsque du fer est aimanté à saturation , 8.2% des électrons de chaque atôme ont leur spin orienté . Aussi la transmission d'un faisceau de gamma à travers ce fer ou sa diffusion par ce fer permettra de connaître son état

de polarisation. Toutefois la méthode de diffusion est la plus pratique ,
(GR 59) c'est à dire celle qui concilie le mieux des exigences en partie con-
tradictoires : grande efficacité, rendement élevé, adaptation à une large
gamme d'énergie pour les rayons gamma incidents (0.3 à 1.3 Mev) (DE 59).
C'est donc celle que nous avons choisie.

L'effet Compton résulte de l'interaction d'un photon et d'un électron
et l'expression complète de la section efficace différentielle de diffusion
dépendra donc des états de polarisation du photon et de l'électron avant et
après diffusion . Lipps et Tolhoek (LI 54 et 54a) ont montré qu'elle pou-
vait se mettre sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \Phi(\vec{k}_0, \vec{k}, \vec{\xi}_0, \vec{\xi}, \vec{\zeta}_0, \vec{\zeta}) \quad (\text{II}, 8)$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron

$\vec{k}_0$ et $\vec{k}$ désignent respectivement les impulsions du photon incident
et du photon diffusé

Φ est une fonction linéaire des quatre vecteurs polarisation :
 $\vec{\xi}_0, \vec{\xi}$ pour le photon incident et diffusé
 $\vec{\zeta}_0, \vec{\zeta}$ pour l'électron initial et final

Elle est la somme de cinq termes $\Phi_0, \Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$, correspondant
aux cinq possibilités de connaissance ou d'observation des polarisations .

Φ_0 est le terme indépendant des polarisations

$\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$, sont linéairement dépendant de un, deux, trois, qua-
tre vecteurs polarisation .

$$\Phi = \Phi_0 + \Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4$$

$$\Phi_1 = \Phi_1(\vec{\xi}_0) + \Phi_1(\vec{\xi}) + \Phi_1(\vec{\zeta}_0) + \Phi_1(\vec{\zeta})$$

$$\Phi_2 = \Phi_2(\vec{\xi}_0, \vec{\xi}_1) + \Phi_2(\vec{\tau}_0, \vec{\tau}_1) + \Phi_2(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_0) + \Phi_2(\vec{\xi}_1, \vec{\tau}_1) + \Phi_2(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_1) + \Phi_2(\vec{\xi}_1, \vec{\tau}_0)$$

etc.

En général on ne s'intéresse pas à toutes les polarisations et dans le cas particulier de notre expérience, seuls les vecteurs de polarisations initiales $\vec{\xi}_0$ et $\vec{\tau}_0$ interviennent. Il est alors nécessaire de faire la somme sur les polarisations inobservées.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_0)}{d\Omega} &= \tau_0^2 \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \left[\Phi(\vec{\xi}_0, \vec{\xi}_1, \vec{\tau}_0, \vec{\tau}_1) + \Phi(\vec{\xi}_0, -\vec{\xi}_1, \vec{\tau}_0, \vec{\tau}_1) + \Phi(\vec{\xi}_0, \vec{\xi}_1, \vec{\tau}_0, -\vec{\tau}_1) + \Phi(\vec{\xi}_0, -\vec{\xi}_1, \vec{\tau}_0, -\vec{\tau}_1) \right] \\ &= \tau_0^2 \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \left[4\Phi_0 + 4\Phi_1(\vec{\xi}_0) + 4\Phi_1(\vec{\tau}_0) + 4\Phi_2(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_0) \right] \end{aligned}$$

Tous les autres termes s'annulent deux à deux. De plus $\Phi_1(\vec{\tau}_0) = 0$ et $\Phi_1(\vec{\xi}_0) = 0$ parce que nous n'observons que la polarisation circulaire du photon.

Nous allons légèrement changer les notations utilisées par Tolhoek et nous donnerons en même temps les expressions de Φ_0 et $\Phi_2(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_0)$ en fonction des énergies et des angles.

Nous avons donc :

$$\frac{d\Phi(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_0)}{d\Omega} = \tau_0^2 \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \left[1 + \cos^2\varphi + (k_0 - k)(1 - \cos\varphi) \mathcal{R}_Y(1 - \cos\varphi) \vec{\tau}_0 \cdot (\vec{k}_0 \cos\varphi + \vec{k}) \right] \quad (II, 9)$$

et nous poserons

$$\frac{d\Phi(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_0)}{d\Omega} = \frac{d\Phi_0}{d\Omega} + f \mathcal{R}_Y \frac{d\Phi_c}{d\Omega}(\vec{\tau}_0, \vec{k}_0, \vec{k}) \quad (II, 10)$$

avec :

$$\frac{d\Phi_0}{d\Omega} = \frac{\tau_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0}\right)^2 \left[1 + \cos^2\varphi + (k_0 - k)(1 - \cos\varphi) \right] \quad (II, 11)$$

expression qui représente la section efficace différentielle de diffusion Compton, indépendante de la polarisation ; (Klein - Nishina)

$$\frac{d\Phi_c}{d\Omega} = -\frac{r_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 (1 - \cos \varphi) \hat{\tau}_0 \cdot (\vec{k}_0 \cos \varphi + \vec{k}) \quad (\text{II}, 12)$$

Dans ces formules :

$r_0 = \frac{e^2}{m_0 c^2}$	est le rayon classique de l'électron
$\vec{k}_0, \vec{k}$ et k_0, k	désignent respectivement les impulsions en unités $m_0 c$, et les énergies en unités $m_0 c^2$ des rayons gamma, incidents et diffusés
φ	est l'angle de diffusion $(\vec{k}_0, \vec{k})$
$f = \vec{\tau}_0 $	représente le degré de polarisation des électrons du fer
$\hat{\tau}_0 = \frac{\vec{\tau}_0}{ \vec{\tau}_0 }$	désigne le vecteur unitaire dans la direction
$\mathcal{H}_\gamma$	représente la valeur algébrique de la polarisation circulaire du faisceau de rayons gamma, positive si cette polarisation est droite, négative si elle est gauche.

Nous pouvons donc bien dans notre cas, écrire la section efficace différentielle de diffusion Compton, sous la forme :

$$\frac{d\Phi(\vec{\xi}_0, \vec{\tau}_0)}{d\Omega} = \frac{d\Phi_0}{d\Omega} + f \mathcal{H}_\gamma \frac{d\Phi_c}{d\Omega}(\hat{\tau}_0, \vec{k}_0, \vec{k}) \quad (\text{II}, 10)$$

Lorsque nous inversons le sens du champ magnétique, $\vec{\tau}_0$ se transforme en $-\vec{\tau}_0$

et

$$\frac{d\Phi(\vec{\xi}_0, -\vec{\tau}_0)}{d\Omega} = \frac{d\Phi_0}{d\Omega} - f \mathcal{H}_\gamma \frac{d\Phi_c}{d\Omega}(\vec{\tau}_0, \vec{k}_0, \vec{k})$$

Dès lors si nous mesurons les coïncidences entre le rayon β et le rayon γ' diffusé par le fer aimanté dans un angle solide $d\Omega(\vec{k})$ autour de la direction $\vec{k}$, le rayon γ incident étant émis dans l'angle solide $d\Omega(\vec{k}_0)$ autour de la direction $\vec{k}_0$, nous pouvons théoriquement facilement déduire l'hélicité $\mathcal{H}_\gamma$ de la diffé-

rence des coïncidences $\beta - \gamma'$ obtenue en renversant le sens du champ magnétique .

$$\delta(\vec{k}_0) = \frac{C(\vec{\tau}_0) - C(-\vec{\tau}_0)}{\frac{1}{2}[C(\vec{\tau}_0) + C(-\vec{\tau}_0)]} = 2 f \mathcal{H} \gamma \frac{d\Phi_c}{d\Phi_0} \quad (II, 13)$$

3) Dispositif utilisé

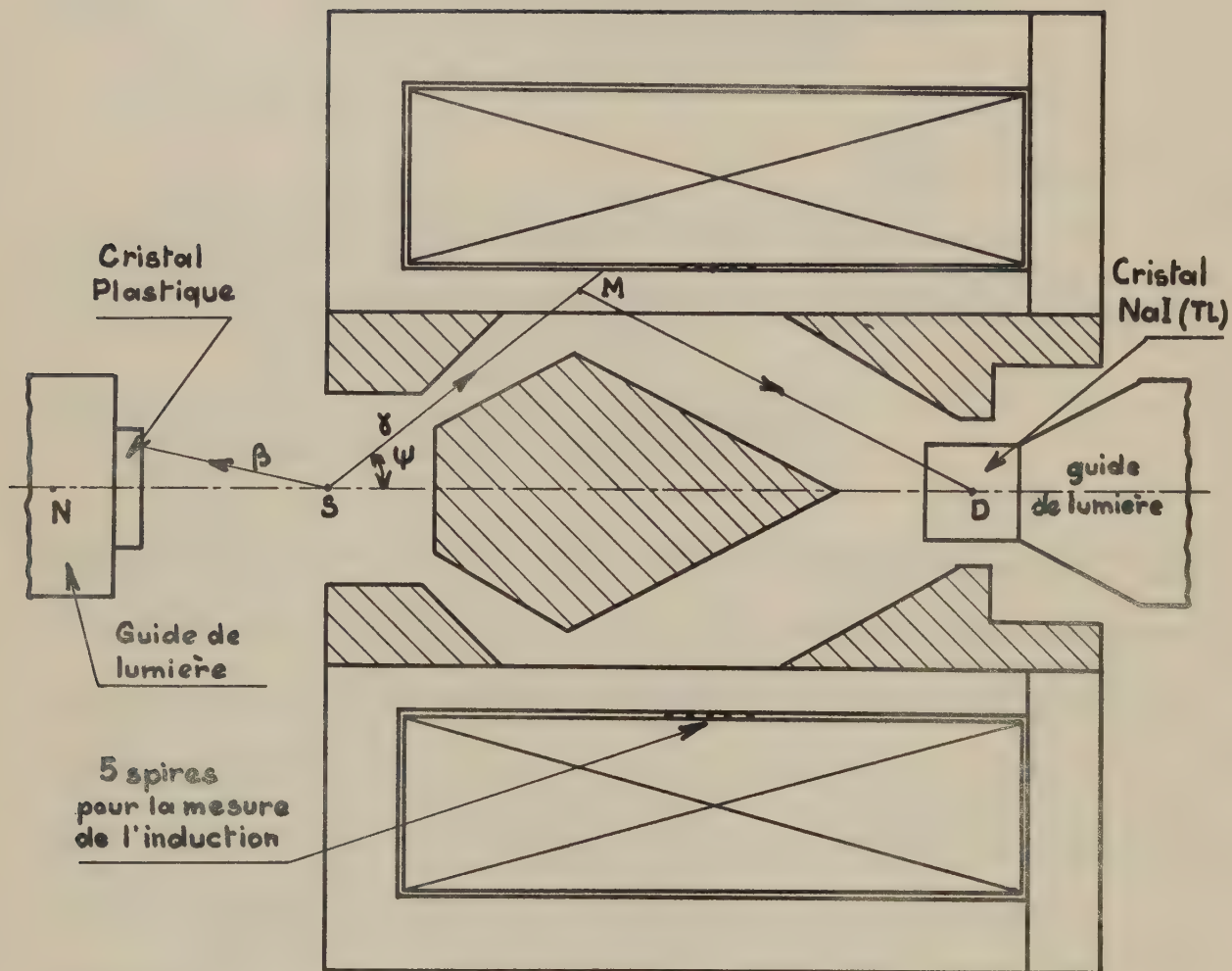
En pratique le calcul de δ n'est pas aussi simple. Il exige du reste que nous précisions d'une part le dispositif ou analyseur utilisé et la géométrie qui lui est relative.

d'autre part les divers phénomènes physiques dont nous devons tenir compte.

Tout d'abord, l'analyseur. Il est constitué par un électro-aimant cylindrique, la source radioactive étant située sur l'axe de symétrie, et nous détectons vers l'avant les rayons γ qui ont subi une diffusion dans le cylindre intérieur du circuit magnétique. La figure I donne les dimensions du second électroaimant que nous avons construit et précise notre dispositif expérimental

Il existe plusieurs manières d'utiliser la diffusion Compton pour détecter la polarisation d'un rayon gamma : diffusion en avant, rétrodiffusion, méthode de Beard et Rose ($\vec{k} \perp \vec{\tau}_0$) (BE 57a). Nous avons choisi la diffusion en avant comme la mieux adaptée à l'ensemble des expériences que nous envisageons : ^{60}Co , ^{46}Sc , ^{58}Co , ^{198}Au , ^{152}Eu , ^{90}Y .

Suivons maintenant un faisceau de rayons gamma d'hélicité moyenne $\mathcal{H}\gamma$ émis par la source dans la direction $\vec{k}$ (cf fig. 2).



- Fer
- Plomb
- Enroulement

Echelle :
0 2 4 6 cm

Fig. 1

Dispositif expérimental

Deuxième électro-aimant $30^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$

Soit un point M (AM = x cm), situé le long de son trajet possible dans le fer

Ce gamma a une probabilité

$e^{-\lambda_T x}$ de parvenir en M sans avoir été absorbé

$\frac{d\sigma(\vec{k}_0, \vec{\zeta}_0, \vec{k})}{d\Omega} dx d\Omega_c$ d'être diffusé, pendant son parcours de l'intervalle dx, dans l'angle solide $d\Omega_c$ (cristal) autour de la direction $\vec{k}$

$e^{-\lambda'_T x}$ de ne pas être absorbé dans le fer après sa diffusion

ε' d'être enregistré par le cristal d'iodure de Sodium

Ici λ_T et λ'_T sont les coefficients linéaires totaux d'absorption exprimés en cm^{-1} .

$\frac{d\sigma(\vec{k}_0, \vec{\zeta}_0, \vec{k})}{d\Omega}$ représente la section efficace différentielle de diffusion également exprimée en cm^{-1} par unité d'angle solide.

λ_0 et λ'_0 sont les coefficients linéaires d'absorption relatifs à l'effet photoélectrique, à l'effet Compton pour un gamma non polarisé et à la création de paires, s'il y a lieu, et correspondant aux énergies k_0 et k des rayons gamma incidents et diffusés.

λ_c et λ'_c sont les parties des coefficients linéaires d'absorption par effet Compton qui sont relatives uniquement à la polarisation partielle $\mathcal{H}_0$ ou $\mathcal{H}'$ du gamma incident ou diffusé.

On montre facilement que si, comme nous le supposons par la suite,

$\vec{\zeta}_0$ est parallèle à $\vec{SD}$ (fig 2), on a :

$$\lambda_c(\vec{\zeta}_0) = \lambda_{c_0}(k_0) \cos \psi \quad \lambda'_c(\vec{\zeta}_0) = \lambda'_{c_0}(k) \cos \alpha$$

$$\lambda_c(-\vec{\zeta}_0) = -\lambda_{c_0}(k_0) \cos \psi \quad \lambda'_c(-\vec{\zeta}_0) = -\lambda'_{c_0}(k) \cos \alpha$$

avec

$$\lambda_{c_0}(k_0) = 1,11 \left[\frac{5k_0^2 + 4k_0 + 1}{k_0(1 + 2k_0)^2} - \frac{1 + k_0}{2k_0^2} \ln(1 + 2k_0) \right] \text{cm}^{-1}$$

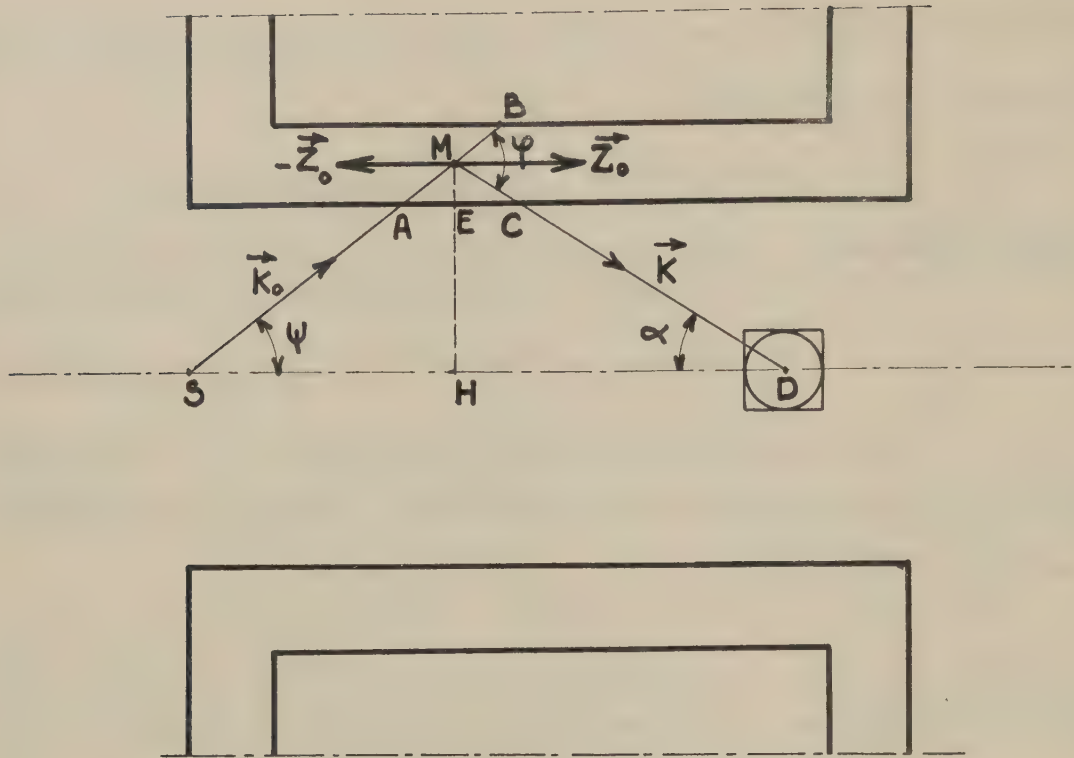


Fig. 2

Marche du rayon γ

$$AM = x \quad ; \quad SD = l \quad ; \quad MH = h \quad ; \quad EH = r$$

De plus, des formules données par Lipps et Tolhoek (LI 54 et 54a), on peut déduire que, si $\mathcal{P}$ est la polarisation partielle du rayon gamma incident, la polarisation $\mathcal{P}'$ du gamma diffusé sous un angle φ est donné par

$$\mathcal{P}' = \mathcal{P} \frac{2\cos\varphi + (k_0 - k)\cos(1 - \cos\varphi)}{1 + \cos^2\varphi + (k_0 - k)(1 - \cos\varphi)} \quad (II, 14)$$

Pour établir cette formule, nous avons négligé le changement de polarisation du à la diffusion par les électrons orientés. C'est également ce qu'a fait Schopper (SC 58) pour tracer les courbes du rapport $\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}'}$. Ces courbes que reproduit la figure 3 correspondent exactement à la formule précédente.

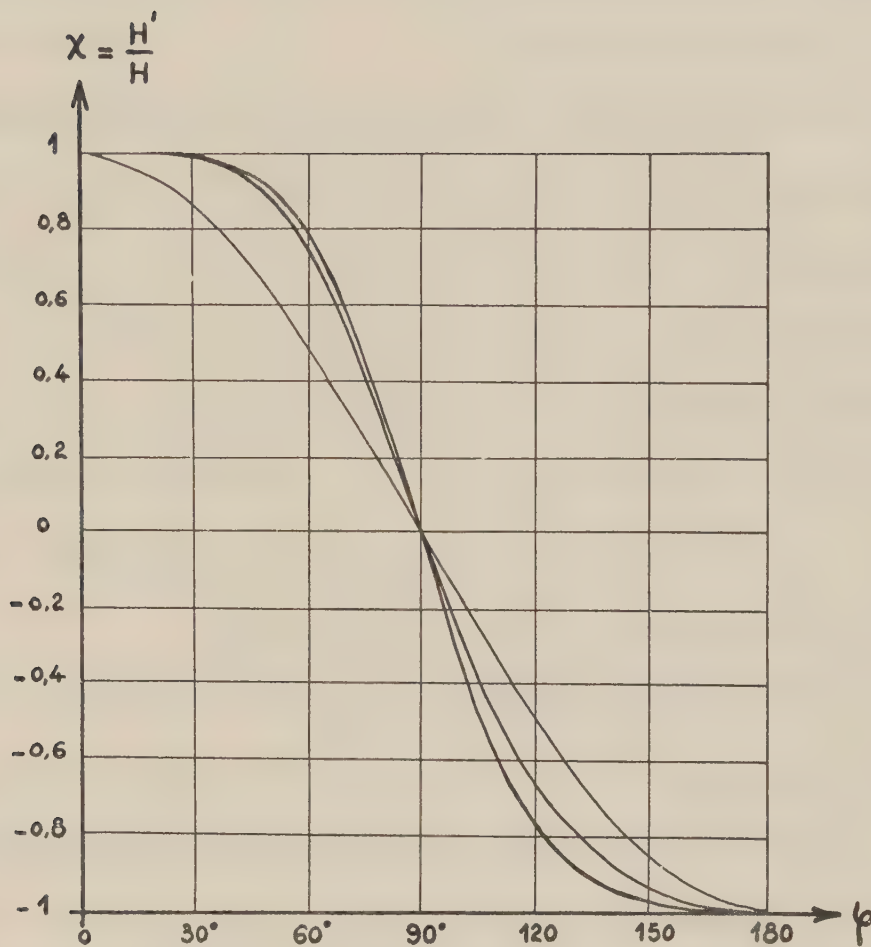


Fig. 3

Rapport des polarisations circulaires avant et après diffusion. On n'a pas tenu compte de la diffusion par les électrons orientés.

H. Schopper Nucl. Instr. 3-158-1958

Grâce à ces différentes précisions, nous pouvons maintenant établir la formule générale donnant pour notre dispositif expérimental la valeur théorique de l'anisotropie mesurée.

B) CALCUL THEORIQUE DE L'ANISOTROPIE MESUREE

1) Formules Générales

Nous avons vu précédemment (p. 53) que l'hélicité moyenne d'un faisceau de rayons gamma, faisant un angle θ avec les rayons bêta correspondant émis dans la direction $\overrightarrow{SN}$, pouvait s'écrire :

$$\mathcal{H}_\gamma(\theta) = \frac{v}{c} A \cos \theta \quad \text{pour les transitions permises}$$

$$\mathcal{H}_\gamma(\theta) = \frac{v}{c} \omega(\theta) \cos \theta \quad \text{pour la transition interdite}$$

En fait, dans une expérience déterminée, nous enrégistrons des gamma diffusés qui correspondent à tout un intervalle de valeurs pour l'angle θ et donc pour l'angle ψ , ($\psi = \pi - \theta$), $\psi_1 \leq \psi \leq \psi_2$.

Nous allons donc établir la formule générale qui exprime le résultat de nos mesures, $\delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2)$, en tenant compte de l'intervalle $(\psi_1 \leq \psi \leq \psi_2)$.

La présentation suivante, malgré son apparente complication, est semble-t-il, celle qui permet le mieux de voir où se situent les approximations nécessaires.

Décomposons le faisceau initial de rayons gamma, de polarisation partielle $\mathcal{H}_\gamma(\psi)$ émis dans l'angle solide $d\Omega(\vec{k}_0)$ en coïncidence avec un bêta partant dans la direction SN , en deux faisceaux entièrement polarisés

l'un à gauche	de poids	$\frac{1 - \mathcal{H}_\gamma}{2}$
l'autre à droite	de poids	$\frac{1 + \mathcal{H}_\gamma}{2}$

L'expérience consiste à mesurer la différence relative $\delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2)$ du nombre des coïncidences pour les deux orientations du spin de l'électron $\vec{\tau}_0$ et $\vec{\tau}_0$. Nous allons donc suivre chacun des deux faisceaux dN_d et dN_g dans son tra-

jet et écrire pour chacun d'eux le nombre de gamma diffusés, que le cristal enrégistre.

Nous appellerons dN'_d et dN'_g ces nombres, l'indice d ou g n'indiquant pas la polarisation des particules diffusées mais celle du faisceau initial partiel dont elles sont issues.

De même, $dN'(\vec{\tau}_0)$ désignera le nombre total des gamma diffusés et enrégistrés lorsque les électrons orientés ont leur spins parallèles à la direction $\vec{\tau}_0$. Dès lors

$$dN'(\vec{\tau}_0) = dN'_d(\vec{\tau}_0) + dN'_g(\vec{\tau}_0) \quad (II, 15)$$

$$\text{et} \quad \delta(\vec{k}_0) = \frac{dN'(\vec{\tau}_0) - dN'(-\vec{\tau}_0)}{\frac{1}{2}[dN'(\vec{\tau}_0) + dN'(-\vec{\tau}_0)]}$$

Or pour l'orientation $\vec{\tau}_0$, nous pouvons écrire :

$$dN'_d(\vec{\tau}_0) \sim (1+\mathcal{H})d\Omega(\psi) \int_0^{x_0} \left[\frac{d\Phi_0}{d\Omega} + \mathcal{F} \frac{d\Phi_c}{d\Omega} \right] e^{-\gamma} e^{-\mathcal{F}\beta} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx$$

$$dN'_g(\vec{\tau}_0) \sim (1-\mathcal{H})d\Omega(\psi) \int_0^{x_0} \left[\frac{d\Phi_0}{d\Omega} - \mathcal{F} \frac{d\Phi_c}{d\Omega} \right] e^{-\gamma} e^{+\mathcal{F}\beta} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx$$

on aurait en effet

$$e^{-(\lambda_0 + \mathcal{F}\lambda_c)x} \cdot e^{-(\lambda'_0 + \mathcal{F}\mathcal{H}'\lambda'_c)x'} = e^{-(\lambda_0 x + \lambda'_0 x')} \cdot e^{-\mathcal{F}(\lambda_c x + \mathcal{H}'\lambda'_c x')}$$

et nous posons donc

$$\gamma = (\lambda_c x + \lambda'_0 x') \quad \text{et} \quad \beta = (\lambda_c x + \mathcal{H}'\lambda'_c x')$$

Dès lors

$$dN'(\vec{z}_0) \sim d\Omega(\psi) \left\{ \int_0^{x_0} \frac{d\Phi_0}{d\Omega} e^{-\gamma} \left[(1+\eta) e^{-\frac{1}{2}\beta} + (1-\eta) e^{\frac{1}{2}\beta} \right] \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \int_0^{x_0} \frac{d\Phi_c}{d\Omega} e^{-\gamma} \left[(1+\eta) e^{-\frac{1}{2}\beta} - (1-\eta) e^{\frac{1}{2}\beta} \right] \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx \right\}$$

c'est à dire

$$dN'(\vec{z}_0) \sim d\Omega(\psi) \int_0^{x_0} \left\{ \frac{d\Phi_0}{d\Omega} \left[(e^{-\frac{1}{2}\beta} + e^{\frac{1}{2}\beta}) + \eta (e^{-\frac{1}{2}\beta} - e^{\frac{1}{2}\beta}) \right] + \frac{1}{2} \frac{d\Phi_c}{d\Omega} \left[(e^{-\frac{1}{2}\beta} - e^{\frac{1}{2}\beta}) + \eta (e^{-\frac{1}{2}\beta} + e^{\frac{1}{2}\beta}) \right] \right\} e^{-\gamma} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx$$

Pour l'orientation $-\vec{z}_0$, nous aurions de même

$$dN'_d(-\vec{z}_0) \sim (1+\eta) d\Omega(\psi) \int_0^{x_0} \left[\frac{d\Phi_0}{d\Omega} - \frac{1}{2} \frac{d\Phi_c}{d\Omega} \right] e^{-\gamma} e^{\frac{1}{2}\beta} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx \\ dN'_g(-\vec{z}_0) \sim (1-\eta) d\Omega(\psi) \int_0^{x_0} \left[\frac{d\Phi_0}{d\Omega} + \frac{1}{2} \frac{d\Phi_c}{d\Omega} \right] e^{-\gamma} e^{-\frac{1}{2}\beta} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx$$

et donc

$$dN'(-\vec{z}_0) \sim d\Omega(\psi) \int_0^{x_0} \left\{ \frac{d\Phi_0}{d\Omega} \left[(e^{-\frac{1}{2}\beta} + e^{\frac{1}{2}\beta}) - \eta (e^{-\frac{1}{2}\beta} - e^{\frac{1}{2}\beta}) \right] + \frac{1}{2} \frac{d\Phi_c}{d\Omega} \left[(e^{-\frac{1}{2}\beta} - e^{\frac{1}{2}\beta}) - \eta (e^{-\frac{1}{2}\beta} + e^{\frac{1}{2}\beta}) \right] \right\} e^{-\gamma} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx$$

Comme dans une expérience déterminée, nous obtenons une valeur du rapport δ qui correspond à un certain intervalle de valeurs de ψ : $\psi_1 \leq \psi \leq \psi_2$, nous écrirons

$$\delta(\psi_1, \psi_2) = \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} [dN'(\vec{z}_0) - dN'(-\vec{z}_0)]}{1/2 \int_{\psi_1}^{\psi_2} [dN'(\vec{z}_0) + dN'(-\vec{z}_0)]}$$

$$\delta(\psi_1, \psi_2) = 2 \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma b \sin \psi d\psi \int_0^x \left[\frac{d\Phi_0}{d\Omega} (e^{-\gamma b} - e^{-\gamma b'}) + \gamma \frac{d\Phi_0}{d\Omega} (e^{-\gamma b} + e^{-\gamma b'}) \right] e^{-\gamma \Omega'(x)} \epsilon'(x) dx}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \sin \psi d\psi \int_0^x \left[\frac{d\Phi_0}{d\Omega} (e^{-\gamma b} + e^{-\gamma b'}) + \gamma \frac{d\Phi_0}{d\Omega} (e^{-\gamma b} - e^{-\gamma b'}) \right] e^{-\gamma \Omega'(x)} \epsilon'(x) dx} \quad (\text{II, 16})$$

Simplifions maintenant cette formule en utilisant un développement limité de $(e^{-\gamma b} + e^{-\gamma b'})$ et de $(e^{-\gamma b} - e^{-\gamma b'})$.

nous avons : $e^{-\gamma b} + e^{-\gamma b'} \simeq 2$ erreur relative de l'ordre de $\gamma^2 b^2 / 2$

$e^{-\gamma b} - e^{-\gamma b'} \simeq 2\gamma$ erreur relative de l'ordre de $\gamma^2 b^2 / 6$

$$\text{or } \beta = \lambda_c x + \gamma b' \lambda'_c x' = \lambda_{c_0} x \cos \psi + \gamma b' \lambda'_{c_0} x' \cos \alpha$$

Parmi les différents cas étudiés, l'Europium 152 (1480 kev - 344 kev) est celui pour lequel l'erreur commise est la plus grande.

Pour $\psi = 20^\circ$, on a les valeurs suivantes :

$$\begin{array}{llll} k_0 = 0,673 & \lambda_{c_0} = 0,0362 & x_0 \simeq 3,5 & \cos \psi = 0,94 \\ & \lambda'_{c_0} = 0,0500 & x' \simeq 1,3 & \cos \alpha = 0,18 \end{array}$$

Si nous supposons de plus que $\gamma b' = 1$ (en fait $\gamma b' < 1$), nous avons :

$$\beta \simeq 0,115 + 0,012 < 0,13 \quad \text{et} \quad \gamma^2 b^2 < 1,1 \cdot 10^{-4}$$

Nous pouvons donc remplacer les exponentielles par leurs valeurs approchées. Remarquons de plus que $x' = ax$ avec $a = \frac{\sin \psi}{\sin \alpha}$

Dès lors

$$\beta = (\lambda_{c_0} \cos \psi + a \gamma b' \lambda'_{c_0} \cos \alpha) x = \alpha_c x \quad \text{avec} \quad \alpha_c = (\lambda_{c_0} \cos \psi + a \gamma b' \lambda'_{c_0} \cos \alpha)$$

$$\gamma = [\lambda_0 + a \lambda'_0(x)] x = \alpha_0 x \quad \text{avec} \quad \alpha_0 = [\lambda_0 + a \lambda'_0(x)]$$

et

$$\delta(\psi_1, \psi_2) = 2f \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \mathcal{H}(\psi) \sin \psi d\psi \int_0^{x_0} \left(\frac{d\Phi_c}{d\Omega} - \alpha_c x \frac{d\Phi_0}{d\Omega} \right) e^{-\alpha_0 x} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \sin \psi d\psi \int_0^{x_0} \frac{d\Phi_0}{d\Omega} e^{-\alpha_0 x} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx}$$

$$\delta(\psi_1, \psi_2) = -2f \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \mathcal{H}(\psi) \gamma_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi} \quad (\text{II}, 17)$$

avec

$$\gamma_1(\psi) = -\sin \psi \int_0^{x_0} \left(\frac{d\Phi_c}{d\Omega} - \alpha_c x \frac{d\Phi_0}{d\Omega} \right) e^{-\alpha_0 x} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx = -\sin \psi \cdot X_1(\psi) \quad (\text{II}, 18)$$

$$\gamma_2(\psi) = \sin \psi \int_0^x \frac{d\Phi_c}{d\Omega} e^{-\alpha_0 x} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx = \sin \psi \cdot X_2(\psi) \quad (\text{II}, 19)$$

Nous avons négligé au dénominateur le terme $f^2 \beta \frac{d\Phi_c}{d\Omega}$ devant le terme $\frac{d\Phi_0}{d\Omega}$, l'erreur relative commise est inférieure à $\frac{f^2 \beta}{3}$, c'est à dire à $8 \cdot 10^{-4}$.

Notons enfin que toute mesure correspond à une certaine bande d'énergie pour le rayon bêta. Nous devons donc utiliser non plus $\frac{v}{c}$ mais sa moyenne et nous écrirons désormais $\langle \frac{v}{c} \rangle$, v étant la vitesse de l'électron émis.

Dès lors, nous aurons, du moins théoriquement :

pour les transitions permises

d'où

$$\mathcal{H}_X(\psi) = -\langle \frac{v}{c} \rangle A \cos \psi$$

$$\delta(\psi_1, \psi_2) = 2f \langle \frac{v}{c} \rangle A \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \cos \psi \gamma_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi}$$

pour la transition interdite

$$\mathcal{H}_Y(\psi) = -\langle \frac{v}{c} \rangle \omega(\psi) \cos \psi$$

$$\delta(\psi_1, \psi_2) = 2f \langle \frac{v}{c} \rangle \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \omega(\psi) \cos \psi \gamma_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi}$$

Nous n'insistons pas davantage sur ces formules théoriques. Nous verrons prochainement (cf 3° Intégration en ψ) qu'elles doivent subir une double correction, pour devenir des formules qui puissent rendre compte de nos résultats expérimentaux.

2) Intégration en x .

a) Les deux méthodes possibles

Pour une direction $\vec{k}_0$ donnée et donc pour un angle ψ déterminé, (cf fig. 2), nous avons à calculer les intégrales :

$$X_1(\psi) = \int_0^{x_0} \left(\frac{d\Phi_c}{d\Omega} - \alpha_c x \frac{d\Phi_0}{d\Omega} \right) e^{-\alpha_0 x} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx \quad (\text{II, 20})$$

$$X_2(\psi) = \int_0^{x_0} \frac{d\Phi_0}{d\Omega} e^{-\alpha_0 x} \Omega'(x) \varepsilon'(x) dx \quad (\text{II, 21})$$

où

$$\frac{d\Phi_c}{d\Omega} = -\frac{\lambda_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 (1 - \cos\varphi) (k_0 \cos\varphi \cos\psi + k \cos\alpha)$$

$$\frac{d\Phi_0}{d\Omega} = \frac{\lambda_0^2}{2} \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \left[1 + \cos^2\varphi + (k_0 - k)(1 - \cos\varphi) \right]$$

$$\alpha_0 = \lambda_0 + a(x) \lambda'_0(x) \quad \text{avec} \quad a(x) = \frac{\sin\psi}{\sin\alpha}$$

$$\alpha_c = \lambda_c \cos\psi + a(x) \lambda'_c(x) \cos\alpha$$

de plus

$$x_0 = AB = \frac{1,2 \text{ cm}}{\sin\psi}$$

$$\cotg \alpha = \frac{l}{h} - \cotg \psi \quad \text{avec } h = r + x \sin \psi$$

l et r sont des distances connues

$$\varphi = \alpha + \psi$$

$$k = \frac{k_0}{1 + k_0(1 - \cos \varphi)}$$

$\Omega'(x)$ est l'angle solide relatif au cristal enregistrant le gamma diffusé.

Première méthode pour calculer ces intégrales: section moyenne de diffusion

Nous avons supposé que les sections efficaces différentielles et totales, l'angle solide et l'efficacité du cristal étaient constants pour une même valeur de ψ quel que soit x , autrement dit que seuls les termes contenant explicitement x , étaient variables.

Alors pour une direction $\vec{k}_0$ (droite SAB), nous définissons par une méthode d'approximations successives un rayon moyen de diffusion (MH). Toutes les grandeurs que nous avons supposé constantes sont alors calculées comme si tous les gamma émis dans la direction $\vec{k}_0$ et effectivement enregistrés après diffusion dans le fer, étaient diffusés à partir du point M.

Il est manifeste que cette approximation devient d'autant moins bonne que les angles ψ sont plus petits. (cf Chap. III p. 141).

Pour ψ supérieur à 30° aucune correction ne semble nécessaire,

Pour ψ inférieur à 30° cette correction devient d'autant plus importante que l'énergie du rayon gamma incident est plus élevée.

Deuxième Méthode : machine à calculer électronique .

Les formules précédentes montrent que , ψ étant donné , il est facile , pour chaque valeur de x , de calculer successivement $\alpha, \varphi, k, \alpha_0, \alpha_c, \Omega(x), \varepsilon'(k)$.

$k_0, \lambda_0, \lambda_{c_0}$ sont les données numériques (paramètres) .

$\lambda'_0, \lambda'_{c_0}, \varepsilon'(x)$ sont les fonctions de k , et donc de x .

Nous avons fourni pour ces dernières grandeurs , des tableaux de valeurs suffisamment serrées pour que l'interprétation linéaire soit bonne :

un seul tableau pour λ'_0 et λ'_{c_0}

autant de tableaux que de géométries différentes pour $\varepsilon'(x)$.

Il nous reste à préciser comment nous avons déterminé l'angle solide relatif au rayon gamma diffusé et l'efficacité du cristal

b) Calcul de l'angle solide $\Omega(x)$ relatif aux gamma diffusés.

Nous détectons les gamma diffusés à l'aide d'un cristal d'iodure de sodium d'un pouce de longueur et d'un pouce de diamètre . Le calcul exact pour chaque point M des diverses droites AB serait très compliqué. Nous l'avons simplifié en assimilant le cylindre à une sphère de même volume , donc de rayon 1.454 cm . L'angle solide est alors donné par la surface découpée sur la sphère de rayon 1 par le cône MTT' . (fig. 4)

$$\Omega(x) = 2\pi(1 - \cos\gamma) \approx \frac{\pi a^2}{d^2} = \frac{6,6}{d^2}$$

$$a = DT = 1,454 \text{ cm}$$

$$d = MD \text{ exprimée en cm}$$

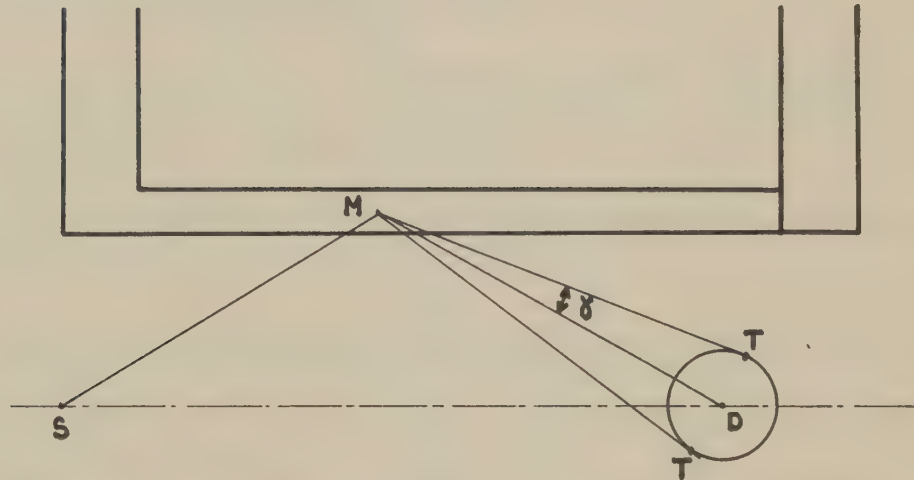


Fig. 4

Angle solide relatif au γ diffusé.

c) Calcul de l'efficacité du cristal pour les gamma diffusés.

Les auteurs ou les documents qui traitent de cette question envisagent en général le cas de sources axiales ponctuelles. (GO 54, MI 57 , HA 58, PH 57) .

Si N_0 désigne le nombre total des gamma émis par la source, et N' le nombre de gamma produisant un effet dans le cristal, l'efficacité du cristal pour une énergie E est alors définie de la manière

suivante :

$$T(E) = \frac{N'}{N_0} = \frac{1}{4\pi} \int (1 - e^{-\tau(E)x}) d\Omega_{\text{cristal}}$$

$\tau(E)$ étant le coefficient total d'absorption pour l'énergie E
et x la distance maximum que le gamma peut parcourir
en ligne droite dans le cristal .

Nous pourrions tracer pour notre cristal les courbes $T(E)$ en
fonction de E pour différentes valeurs de h (distance source - cristal) pris
comme paramètre.

Mais en fait deux difficultés se présentent :

- 1) les gamma diffusés en un point M ne constituent pas une source axiale ,
- 2) les courbes $T(E)$ présentent une très forte dépendance de h et sont de ce fait difficiles à interpoler.

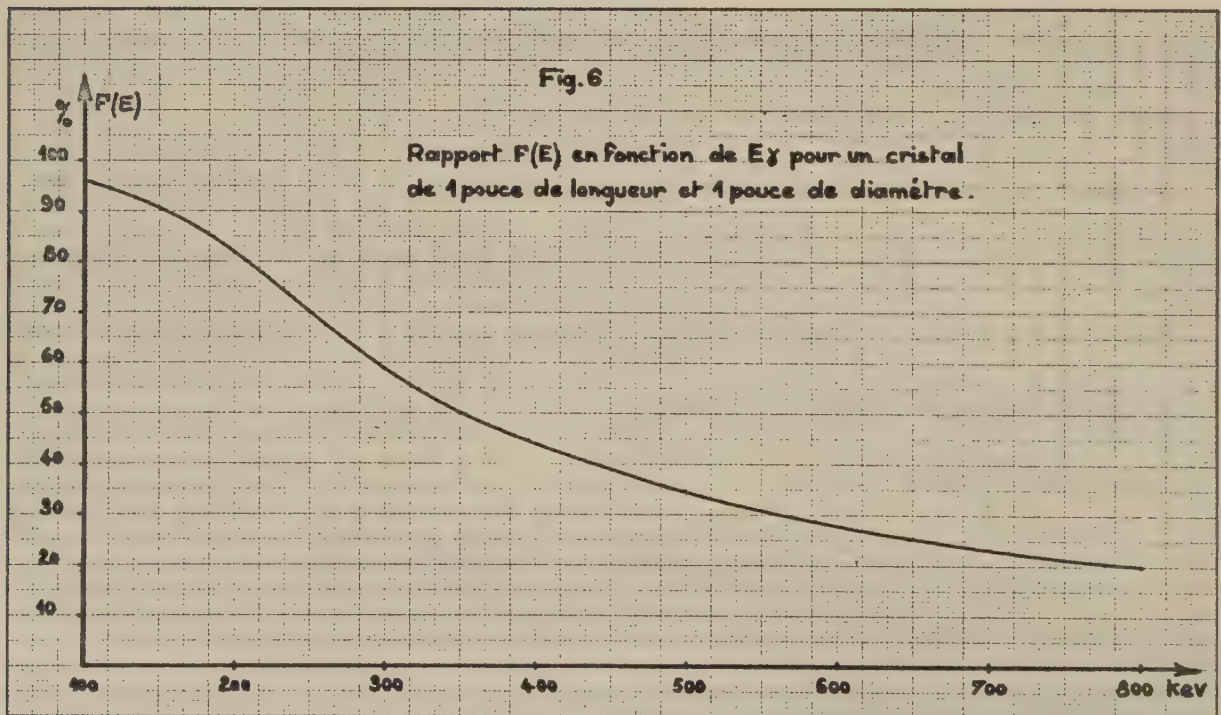
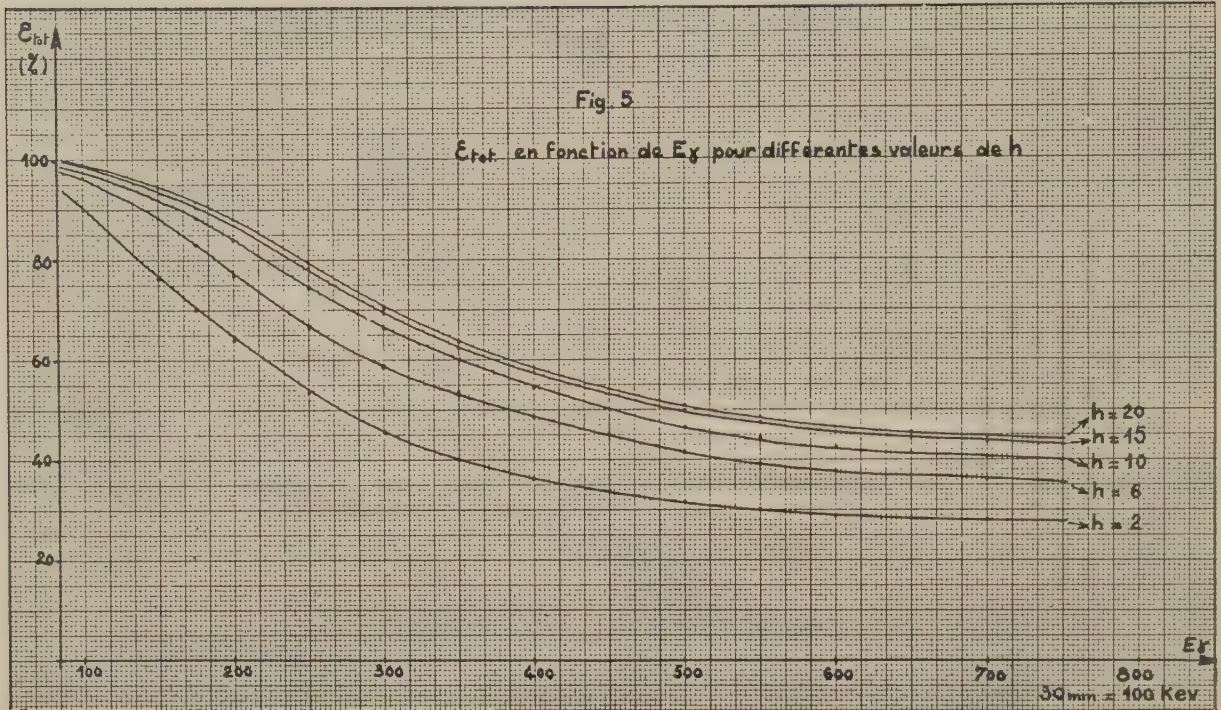
La première difficulté est en quelque sorte éliminée par l'assimilation de
notre cristal à une sphère de même volume.

La deuxième est nettement diminuée en définissant l'efficacité totale de no-
tre cristal $\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{N'}{N}$, N et N' étant respectivement le nombre de gamma
émis dans l'angle solide Ω défini par le cristal, et le nombre de gamma
produisant un effet dans le cristal .

On voit facilement que

$$\varepsilon_{\text{tot}}(E) = T(E) \frac{4\pi}{\Omega}$$

et les courbes $\varepsilon_{\text{tot}}(E)$, tracées en fonction de E avec h comme paramètre ,



présentent une dépendance beaucoup moins marquée par rapport à h .
(fig. 5) .

Toutefois , nous n'avons pas encore l'efficacité cherchée ε' . En effet dans la voie lente (cf. paragraphe C 4),et D 3),) nous avons un analyseur qui est réglé de manière à n'accepter que les pics photoélectriques des gamma diffusés. L'efficacité qui nous intéresse est donc l'efficacité relative à l'absorption totale d'un gamma d'énergie E et non l'efficacité totale. Cette efficacité relative à l'absorption totale d'un gamma est définie comme le rapport du nombre de gamma qui perdent toute leur énergie dans le cristal au nombre de gamma qui produisent un effet dans le cristal.

On peut donc écrire :

$$\varepsilon'(E) = \varepsilon_{tot}(E) f(E)$$

où $f(E)$ représente le rapport de l'intégrale du pic d'absorption totale à l'intégrale de tout le spectre d'absorption pour l'énergie E considérée , "peak to total ratio". Les courbes donnant les valeurs de ce rapport ont été tracées en fonction de l'énergie E , pour différentes dimensions de cristaux. Nous avons obtenu par interpolation celle qui nous était nécessaire. (fig. 6) .

Notons du reste pour terminer , qu'une erreur même de 10% sur l'efficacité n'entraînerait qu'une erreur insignifiante sur le résultat final car cette efficacité $\varepsilon'(x)$ figure au numérateur et au dénominateur de l'expression donnant $\delta(\psi_1, \psi_2)$.

3) Intégration en ψ .

a) Introduction

Nous avons vu précédemment (p. 66) que la formule générale donnant la valeur de l'effet mesuré pouvait s'écrire :

$$\delta(\psi_1, \psi_2) = -2f \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \mathcal{H}_Y(\psi) \gamma_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi} \quad (\text{II}, 17)$$

Or pour établir cette formule, nous avons supposé explicitement que les rayons bêta étaient tous émis dans la même direction $\overrightarrow{SN}$, ($\overrightarrow{SN}, \overrightarrow{k_0} = \theta_0$), et implicitement que l'épaisseur de la source était négligeable.

En réalité ces deux hypothèses sont inexactes. La valeur de l'hélicité $\mathcal{H}_Y(\psi)$ qui doit figurer sous le signe $\int$ n'est pas la valeur simple que nous avons indiquée mais une valeur corrigée $\overline{\mathcal{H}_Y}(\psi)$. Nous devons en effet tenir compte de la résolution finie de notre détecteur bêta et de l'épaisseur de la source.

Nous aurons alors

$$\delta_{\text{exp. corrigé}}(\psi_1, \psi_2) = -2f \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \overline{\mathcal{H}_Y}(\psi) \gamma_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi} \quad (\text{II}, 22)$$

Ces deux corrections agissent en fait sur la fonction de corrélation et prennent une forme relativement simple si on utilise le développement de cette

fonction suivant les polynomes de Legendre : (cf. p. 52) :

$$f(\theta, \tau) = \sum_k (-\tau)^k A_k P_k(\cos \theta) \quad (\text{II}, 1)$$

Rappelons que ce développement ne comprend que $P_1(\cos \theta)$ pour les transitions permises et qu'il s'arrête à $P_3(\cos \theta)$ pour la transition interdite étudiée .

Nous allons maintenant calculer successivement l'effet de ces deux corrections sur la fonction de corrélation et donc sur l'hélicité $\mathcal{H}_Y(\theta)$.

b) Corrections d'angle solide relatives au détecteur bêta.

Considérons un rayon gamma émis dans la direction $\vec{k}_0$. (fig. 7) .
Par suite des dimensions finies du cristal bêta , à ce gamma peuvent correspondre des rayons bêta emis non seulement dans la direction $\vec{SN} (\theta_0)$, mais dans tout l'angle solide défini par la surface du cristal et la source supposée ponctuelle .

Prenons une direction quelconque à l'intérieur du cône défini par cet angle solide et désignons par θ l'angle réel de corrélation .

Nous aurons :

$$f(\theta_0, \tau) = \frac{\int f(\theta, \tau) d\Omega_{\text{cristal}\beta}}{\int d\Omega_{\text{cristal}\beta}} \quad (\text{II}, 23)$$

Nous supposerons ici que l'efficacité du cristal bêta est constante sur toute sa surface .

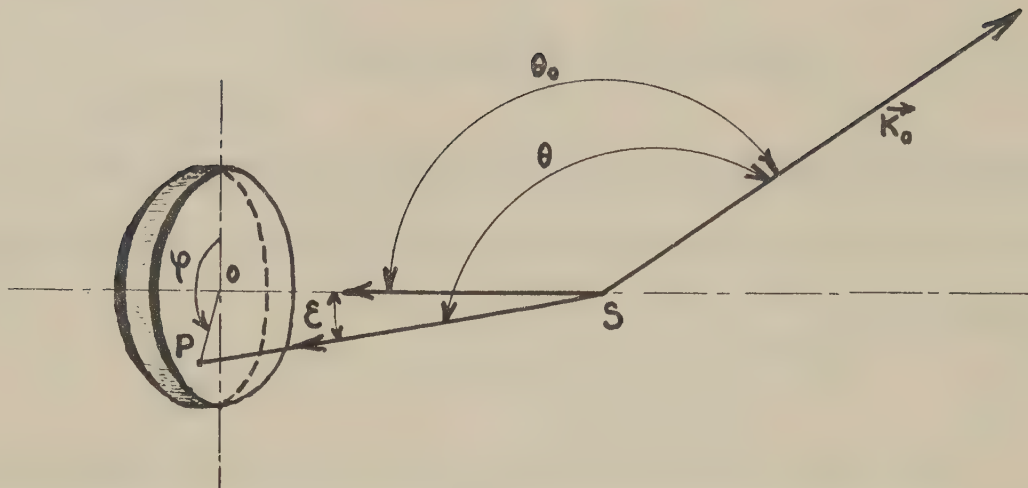


Fig. 7
Corrections d'angle solide relatives au détecteur β

Nous allons montrer que l'influence de la résolution angulaire imparfaite se traduit par un coefficient réducteur s_k multipliant A_k .
(RO 53 -LA 53 - FE 55) .

$$f(\theta_0, \tau) = \sum_k (-\tau)^k s_k A_k P_k(\cos \theta_0)$$

En effet

$$\int f(\theta, \tau) d\Omega = \sum_k (-\tau)^k A_k \int_0^{\epsilon_0} \int_0^{2\pi} P_k(\cos \theta) \sin \epsilon d\epsilon d\varphi$$

Le théorème d'addition des polynômes de Legendre s'écrit ici :

$$P_k(\cos \theta) = P_k(\cos \theta_0) P_k(\cos \epsilon) + 2 \sum_{m=1}^k \frac{(k-m)!}{(k+m)!} P_k^m(\cos \theta_0) P_k^m(\cos \epsilon) \cos m\varphi$$

Le second terme disparaît dans l'intégration en φ , et nous avons alors :

$$f(\theta_0, \tau) = \sum_k (-\tau)^k s_k A_k P_k(\cos \theta_0)$$

avec

$$s_k = \frac{\int_0^{\epsilon_0} P_k(\cos \epsilon) \sin \epsilon d\epsilon}{\int_0^{\epsilon_0} \sin \epsilon d\epsilon} = \frac{P_{k-1}(\cos \epsilon_0) - P_{k+1}(\cos \epsilon_0)}{(2k+1)(1 - \cos \epsilon_0)} \quad (\text{II}, 24)$$

un calcul simple donne les résultats suivants :

$$s_0 = 1$$

$$s_1 = \frac{1}{2}(1 + \cos \epsilon_0)$$

$$s_2 = \frac{1}{2} \cos \epsilon_0 (1 + \cos \epsilon_0) \quad (\text{II}, 25)$$

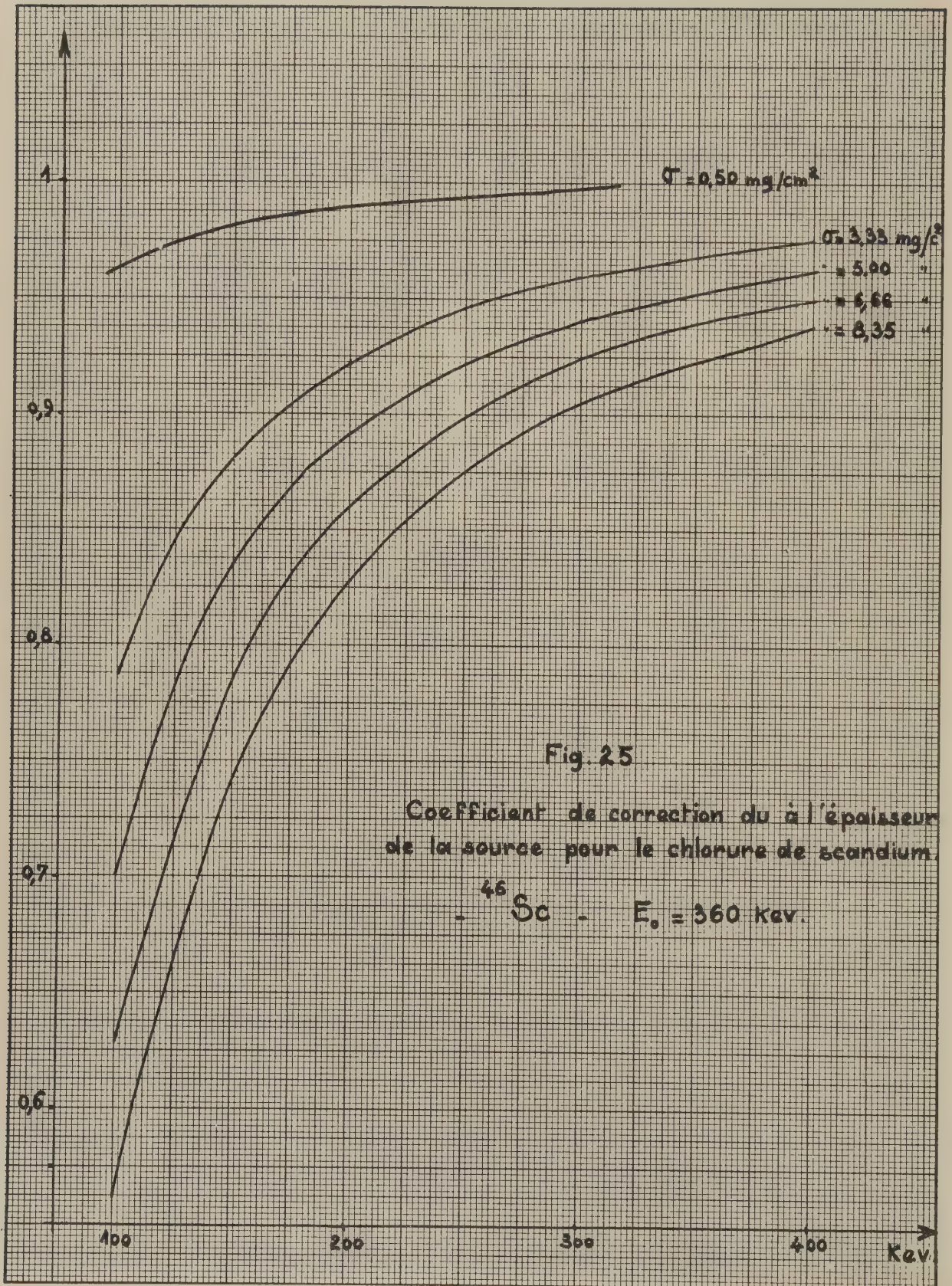
$$s_3 = \frac{1}{8}(1 + \cos \epsilon_0)(5 \cos^2 \epsilon_0 - 1)$$

c) Correction due à l'épaisseur de la source.

Une méthode assez analogue à celle que nous venons de décrire peut encore être utilisée dans ce cas : (FR 51, GO 40, GI56).

Ces différents auteurs montrent que l'effet de l'épaisseur de la source sur la fonction de corrélation se traduit par un deuxième coefficient d'atténuation $\overline{t}_k$ multipliant A_k et la fonction de corrélation qui tient compte des deux corrections s'écrit

$$\overline{f}(\theta_0, \tau) = \sum_k (-\tau)^k s_k \overline{t}_k A_k P_k(\cos \theta_0) \quad (\text{II}, 26)$$



Pour des rayons bêta monocinétiques d'énergie totale W en $(m_0 c^2)$, on a, si la source est un corps simple (^{60}Co) :

$$t_k(w) = \frac{1 - e^{-\rho_k(w)}}{\rho_k(w)}$$

avec

$$\rho_k(w) = 2 \mu k(k+1) \left\{ \ln \frac{150 (w^2 - 1)^{1/2}}{Z^{1/3}} - \sum_{k=2}^{\infty} \frac{1}{k} \right\} \quad (\text{II}, 27)$$

et

$$\mu = 0,151 \alpha \frac{Z^2}{M} \text{ s.x} \quad \alpha = \frac{w^2}{(w^2 - 1)^2}$$

où W représente l'énergie totale de l'électron en unités $m_0 c^2$

s la densité en g / cm^3

x l'épaisseur de la source en cm

M la masse moléculaire

Z le numéro atomique

d'où

$$\mu = 0,151 \alpha \frac{Z^2}{M} \sigma$$

σ désignant l'épaisseur de la source en mgr / cm^2

Si la source n'est pas un corps simple mais un mélange de deux corps (chlorure de Scandium et d'Europium), alors le coefficient $t_k(W)$ est le produit des deux coefficients $t'_k(W)$ et $t''_k(W)$ relatifs à ces deux corps .

$$t_k(w) = t'_k(w) \times t''_k(w)$$

(II, 28)

$$t'_k(w) = \frac{1 - e^{-\rho'_k(w)}}{\rho'_k(w)} \quad \mu' = 0,151 \propto \frac{Z^2}{M'} \sigma'$$

σ' étant l'épaisseur relative du corps considéré .

En fait nous prenons toute une bande d'énergie pour les rayons bêta $W_1 \leq W_2 \leq W_3$ et le coefficient d'atténuation qui intervient est donc

$$\overline{t_k} = \frac{\int_{W_1}^{W_2} t_k(w) N(w) dw}{\int_{W_1}^{W_2} N(w) dw} \quad (\text{II, 29})$$

Nous l'avons calculé en faisant le rapport de deux intégrales graphiques. La figure 25 représente les coefficients $t_k(W)$, relatifs au chlorure de Scandium pour différentes épaisseurs totales de la source.

Signalons pour terminer que $t_o(W) = 1$ et donc $\overline{t_o} = 1$.

d) Forme corrigée de l'Hélicité moyenne des rayons gamma
et intégration en ψ .

De la forme corrigée de la fonction de corrélation $\overline{f(\theta_o, \tau)}$, nous pouvons déduire l'hélicité moyenne corrigée $\overline{h_\gamma(\theta_o)}$. C'est elle, nous l'avons dit, qui intervient dans le résultat expérimental (corrigé) .

$$\sigma_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2) = -2 f \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \overline{h_\gamma(\psi)} \gamma_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi} \quad (\text{II, 30})$$

Nous allons traiter d'abord le cas simple des transitions permises et nous nous occuperons ensuite du cas plus complexe de la transition interdite .

1) transitions permises

Nous avons successivement

$$\overline{f(\theta_0, \tau)} = 1 + \tau \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle s_1 \bar{E}_1 A \cos \theta_0 \quad (\text{II}, 31)$$

$$\overline{H_y(\psi)} = - \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle s_1 \bar{E}_1 A \cos \psi \quad (\text{II}, 32)$$

$$\begin{aligned} \delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2) &= 2 \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle s_1 \bar{E}_1 A \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \cos \psi Y_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} Y_2(\psi) d\psi} \\ &= 2 \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle s_1 \bar{E}_1 A \frac{I_1}{I_2} \end{aligned} \quad (\text{II}, 33)$$

Nous connaissons $Y_1(\psi)$ et $Y_2(\psi)$ pour des valeurs suffisamment rapprochées de ψ (cf p. 69) et nous avons donc encore à faire le rapport de deux intégrales graphiques pour calculer $\frac{I_1}{I_2}$.

$$A = \frac{\delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2)}{2 \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle s_1 \bar{E}_1 \frac{I_1}{I_2}} \quad (\text{II}, 34)$$

Telle est la formule que nous utiliserons au chapitre III pour le calcul de A , relatif à chacune des trois transitions permises étudiées.

2) Transition interdite $3^- - 2^+$ de l'Europium I52 :

a) formules générales :

La fonction de corrélation corrigée prend la forme :

$$\overline{f(\theta_0, \tau)} = A_0 + s_2 \bar{t}_2 A_2 P_2(\cos \theta_0) - \tau \left[s_1 \bar{t}_1 A_1 P_1(\cos \theta_0) + s_3 \bar{t}_3 P_3(\cos \theta_0) \right] \quad (\text{II}, 35)$$

ou encore, si nous revenons aux notations de la page 52,

$$\overline{f(\theta_0, \tau)} = 1 - s_2 \bar{t}_2 \gamma P_2(\cos \theta_0) + \tau \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \left[s_1 \bar{t}_1 \alpha P_1(\cos \theta_0) + s_3 \bar{t}_3 \beta P_3(\cos \theta_0) \right] \quad (\text{II}, 36)$$

l'hélicité moyenne $\overline{h_\gamma(\theta_0)}$ devient donc

$$\overline{h_\gamma(\theta_0)} = \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \frac{s_1 \bar{t}_1 \alpha + s_3 \bar{t}_3 \beta \left(\frac{5}{2} \cos^2 \theta_0 - \frac{3}{2} \right)}{1 - s_2 \bar{t}_2 \gamma \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta_0 - \frac{1}{2} \right)} \cos \theta_0 \quad (\text{II}, 37)$$

et si nous désignons par $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}$ et $\bar{\gamma}$ les coefficients corrigés $s_1 \bar{t}_1 \alpha$, $s_3 \bar{t}_3 \beta$, $s_2 \bar{t}_2 \gamma$, nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \overline{h_\gamma(\psi)} &= - \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \frac{\bar{\alpha} + \bar{\beta} \left(\frac{5}{2} \cos^2 \psi - \frac{3}{2} \right)}{1 - \bar{\gamma} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \psi - \frac{1}{2} \right)} \cos \psi \\ &= - \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \bar{w}(\psi) \cos \psi \end{aligned} \quad (\text{II}, 38)$$

avec

$$\bar{\omega}(\psi) = \frac{\bar{\alpha} + \bar{\beta} \left(\frac{5}{2} \cos^2 \psi - \frac{3}{2} \right)}{1 - \bar{\gamma} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \psi - \frac{1}{2} \right)} \quad (\text{II}, 39)$$

$$\delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2) = 2 f \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \bar{\omega}(\psi) \cos \psi \gamma_1(\psi) d\psi}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi} \quad (\text{II}, 40)$$

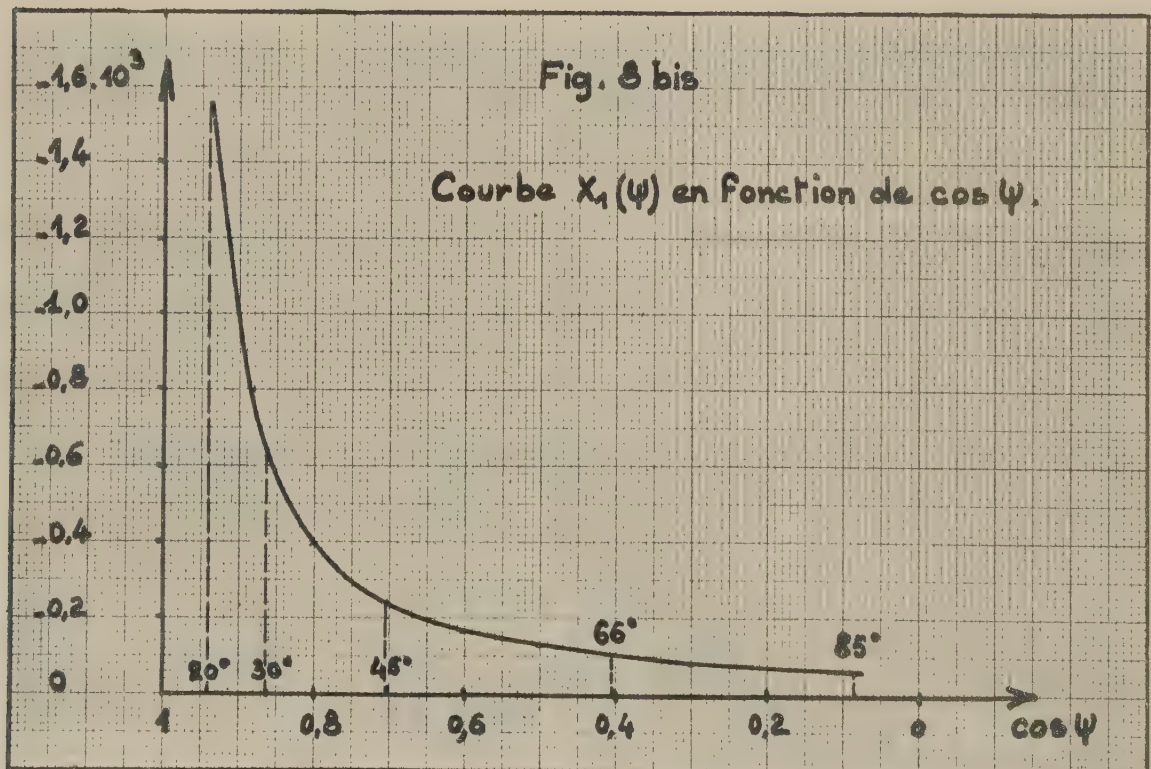
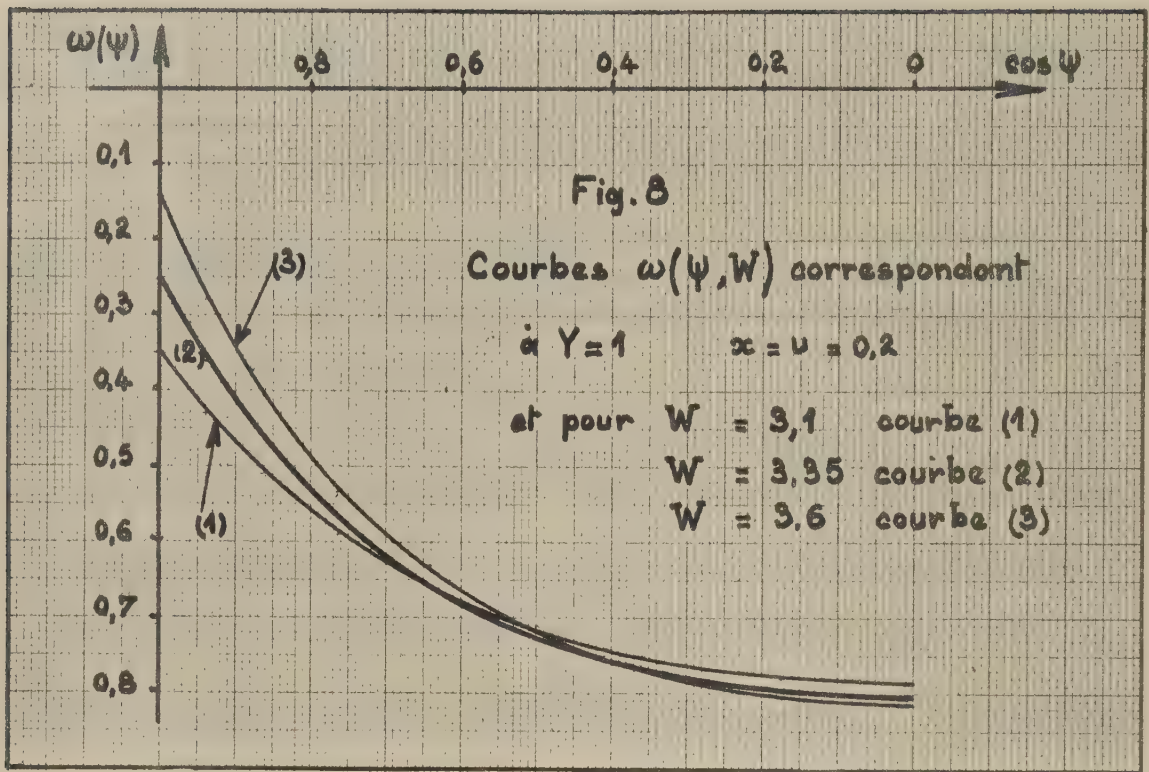
Comme on le voit immédiatement, l'intégration en ψ est ici beaucoup plus compliquée que dans le cas des transitions permises, puisque les trois coefficients $\bar{\alpha}$, $\bar{\beta}$ et $\bar{\gamma}$ dont nous désirons connaître la valeur, figurent sous le signe $\int$ dans $\bar{\omega}(\psi)$.

b) méthode d'intégration.

remarques préliminaires

Notons tout d'abord que la fonction $\bar{\omega}(\psi)$, comme la fonction non corrigée $\omega(\psi)$, dépend de l'énergie totale W de l'électron émis. Cette variation de $\omega(\psi)$ en fonction de W est heureusement assez faible dans l'intervalle qui nous intéresse ($3.0 \ll W \ll 3.9$) (fig. 8). Nous avons donc dans tous nos calculs utilisé les fonctions $\omega(\psi)$ et $\bar{\omega}(\psi)$ correspondant à la valeur moyenne $\bar{W}$ de l'énergie totale des rayons bêta

$$\bar{W} = \frac{\int_{W_1}^{W_2} W N(W) dW}{\int_{W_1}^{W_0} N(W) dW} \quad (\text{II}, 41)$$



Signalons de plus (cf. p. 66) que $\gamma_1(\psi) = -\sin \psi X_1(\psi)$ et que l'on peut avoir une bonne approximation de la fonction $X_1(\psi)$, dont nous connaissons les valeurs numériques, en utilisant un polynôme du premier, deuxième ou troisième degré en $\cos \psi$ suivant l'intervalle de valeurs envisagée pour ψ (fig. 8bis).

Dès lors

$$\delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2) = 2f \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \bar{\omega}(\cos^2 \psi) \cos \psi X_1(\cos \psi) d(\cos \psi)}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi} \quad (\text{II}, 42)$$

Remarquons enfin que désirant calculer trois coefficients (α, β, γ) à partir de relations telles que la précédente, nous devons connaître les résultats $\delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2)$ d'au moins trois expériences correspondant à des intervalles (ψ_1, ψ_2) différents.

Choix d'une méthode

Nous avons donc à intégrer :

$$\int_{\psi_1}^{\psi_2} \bar{\omega}(\cos^2 \psi) \cos \psi X_1(\cos \psi) d(\cos \psi) = I_1'(\psi_1, \psi_2) \quad (\text{II}, 43)$$

$$\text{avec } \bar{\omega}(\cos^2 \psi) = \frac{\bar{\alpha} + \bar{\beta} \left(\frac{5}{2} \cos^2 \psi - \frac{3}{2} \right)}{1 - \bar{\gamma} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \psi - \frac{1}{2} \right)} \quad (\text{II}, 39)$$

La valeur numérique $I_1'(\psi_1, \psi_2)$ de cette intégrale peut être calculée dans tout intervalle (ψ_1, ψ_2) où l'on a fait une mesure de $\delta_{\text{exp}}(\psi_1, \psi_2)$

En effet

$$I_1'(\psi_1, \psi_2) = \frac{\delta_{\exp} I_2}{2 f \langle \frac{v}{c} \rangle} \quad (\text{II}, 44)$$

$$\text{avec } I_2 = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi$$

La valeur de I_2 nous est donnée par une intégrale graphique mais il est facile de passer à sa valeur "algébrique", c'est à dire à celle où γ_2 est exprimé avec les mêmes unités que X_1 et où l'angle ψ est exprimé en radian. I_2 désormais désignera cette intégrale "algébrique".

Une première méthode consisterait à se donner a priori un développement de la fonction $\bar{w}(\cos^2 \psi)$ et à poser :

$$\bar{w}(\cos^2 \psi) \simeq a_0 + a_2 \cos^2 \psi + a_4 \cos^4 \psi + a_6 \cos^6 \psi + \dots = \sum a_{2\ell} \cos^{2\ell} \psi \quad (\text{II}, 45)$$

Il n'existe alors pas de relations directes entre ces coefficients $a_{2\ell}$ et les trois coefficients $\bar{\alpha}, \bar{\beta}, \bar{\gamma}$. Le nombre $n = 2\ell - 2$ de termes du développement et donc des $a_{2\ell}$ coefficients à déterminer n'est autre évidemment que celui des mesures différentes de $\delta_{\exp}(\psi_1, \psi_2)$ et l'on aurait à résoudre le système de n équations à n inconnues ($a_{2\ell}$) du premier degré de la forme :

$$\int_{\psi_1}^{\psi_2} \sum a_{2\ell} \cos^{2\ell+1} \psi \cdot X_1(\cos \psi) d(\cos \psi) = I_1'(\psi_1, \psi_2) \quad (\text{II}, 46)$$

Une fois connus les $a_{2\ell}$ coefficients, il faudrait alors trouver la courbe $\bar{w}(\cos^2 \psi)$ (et donc les coefficients $\bar{\alpha}, \bar{\beta}, \bar{\gamma}$) qui répondrait le mieux à

l'approximation calculée .

$$\bar{\omega}(\cos^2\psi) \simeq \sum a_{2\ell} \cos^{2\ell}\psi$$

Cette méthode fait bien ressortir l'intérêt de connaître un nombre de valeurs de δ_{exp} supérieur à trois puisque l'approximation utilisée comme point de départ est d'autant plus exacte que ce nombre est plus élevé .

Elle présente cependant pour nous un double inconvénient .

D'une part l'approximation $\sum a_{2\ell} \cos^{2\ell}\psi$ est en quelque sorte un développement limité de $\bar{\omega}(\cos^2\psi)$ autour de la valeur $\cos\psi = 0$, c'est à dire $\psi = 90^\circ$ et ce développement est très lentement convergent pour les valeurs de ψ les plus importantes dans notre cas : $20^\circ \leq \psi \leq 50^\circ$

D'autre part cette méthode suppose essentiellement que toutes les mesures correspondent bien à la même fonction $\bar{\omega}(\cos^2\psi)$

$$\text{avec} \quad \bar{\omega}(\cos^2\psi) = \frac{\bar{\alpha} + \bar{\beta} \left(\frac{5}{2} \cos^2\psi - \frac{3}{2} \right)}{1 - \bar{\gamma} \left(\frac{3}{2} \cos^2\psi - \frac{1}{2} \right)} \quad (\text{II}, 39)$$

donc que les coefficients $\bar{\alpha}, \bar{\beta}, \bar{\gamma}$ sont les mêmes, c'est à dire que toutes les mesures utilisées ont été réalisées :

dans la même géométrie (même distance source-détecteur bêta
donc même correction de résolution
angulaire bêta)

et avec la même source (même correction pour l'épaisseur de
source)

Or sur les quatre mesures que nous comptons utiliser :

$$20^\circ \leq \psi \leq 30^\circ, \quad 30^\circ \leq \psi \leq 45^\circ, \quad 48^\circ 30' \leq \psi \leq 85^\circ, \quad 20^\circ \leq \psi \leq 48^\circ 30'$$

seules les deux premières répondent à ces exigences .

Cette méthode ne convient donc pas pour exploiter les mesures telles que nous les avons faites .

Une seconde méthode (celle que nous avons adoptée) consistera à prendre pour point de départ un développement limité de

$$\overline{W}_i(\cos^2\psi)\cos\psi = \frac{\overline{\alpha}_i P_1(\cos\psi) + \overline{\beta}_i P_3(\cos\psi)}{1 - \overline{\gamma}_i P_2(\cos\psi)} \quad (\text{II}, 47)$$

où figureront déjà $\overline{\alpha}_i, \overline{\beta}_i, \overline{\gamma}_i$. L'indice i est ajouté pour rappeler qu'il s'agit d'une mesure faite dans des conditions expérimentales bien déterminées et que ces conditions varient d'une mesure à l'autre.

Nous obtenons le développement cherché en écrivant :

$$\frac{1}{1 - \overline{\gamma}_i P_2} \simeq 1 + \overline{\gamma}_i P_2 + (\overline{\gamma}_i P_2)^2 + (\overline{\gamma}_i P_2)^3 + \dots \quad (\text{II}, 48)$$

$$\text{d'où } \overline{W}_i(\cos^2\psi)\cos\psi \simeq (\overline{\alpha}_i P_1 + \overline{\beta}_i P_3) \left[1 + \overline{\gamma}_i P_2 + (\overline{\gamma}_i P_2)^2 + (\overline{\gamma}_i P_2)^3 + \dots \right] \quad (\text{II}, 49)$$

Les mesures de corrélation directionnelles bêta - gamma, pour la transition étudiée (BH 60, DU 60, FI 60, SU 60a et 60b) nous permettent de prévoir pour γ une valeur voisine de 0,4 et donc une valeur plus faible pour les $\overline{\gamma}_i$.

De plus comme nous faisons un développement en puissances croissantes de P_2 , ce développement est beaucoup plus rapidement convergent dans les intervalles importants pour nous que le développement envisagé dans la première méthode. C'est en quelque sorte un développement ,

non plus autour de la valeur $\cos \psi = 0$ ($\psi = 90^\circ$)

mais . . . autour de la valeur $\cos \psi = \frac{\sqrt{3}}{3}$ ($\psi = 55^\circ$)

On peut alors déjà l'arrêter au terme $(\bar{\gamma}_i P_2)^2$.

Nous aurons encore

$$\bar{W}_i(\cos^2 \psi) \cos \psi \simeq a_i \cos \psi + b_i \cos^3 \psi + c_i \cos^5 \psi + d_i \cos^7 \psi \quad (\text{II}, 50)$$

mais ici les coefficients a_i , b_i , c_i , d_i sont des fonctions connues des trois coefficients $\bar{\alpha}_i, \bar{\beta}_i, \bar{\gamma}_i$.

Un calcul simple montre en effet que l'on a alors :

$$\begin{aligned} \bar{W}_i(\cos^2 \psi) \cos \psi \simeq & \frac{1}{8} \left[(8\bar{\alpha}_i - 12\bar{\beta}_i - 4\bar{\alpha}_i\bar{\gamma}_i + 6\bar{\beta}_i\bar{\gamma}_i + 2\bar{\alpha}_i\bar{\gamma}_i^2 - 3\bar{\beta}_i\bar{\gamma}_i^2) \cos \psi \right. \\ & + (20\bar{\beta}_i + 12\bar{\alpha}_i\bar{\gamma}_i - 28\bar{\beta}_i\bar{\gamma}_i - 12\bar{\alpha}_i\bar{\gamma}_i^2 + 23\bar{\beta}_i\bar{\gamma}_i^2) \cos^3 \psi \\ & + (30\bar{\beta}_i\bar{\gamma}_i + 18\bar{\alpha}_i\bar{\gamma}_i^2 - 57\bar{\beta}_i\bar{\gamma}_i^2) \cos^5 \psi \\ & \left. + 45\bar{\beta}_i\bar{\gamma}_i^2 \cos^7 \psi \right] \end{aligned} \quad (\text{II}, 51)$$

Les coefficients de $\cos \psi$, $\cos^3 \psi$, $\cos^5 \psi$, $\cos^7 \psi$ sont respectivement a_i , b_i , c_i , d_i .

L'intérêt de cette méthode est tout d'abord la rapide convergence du développement. De plus elle permet d'utiliser des mesures faites dans des conditions expérimentales différentes (distance source-cristal bêta, épaisseur de la source). En effet les coefficients a_i, b_i, c_i, d_i sont, nous l'avons dit, des fonctions des $\bar{\alpha}_i, \bar{\beta}_i, \bar{\gamma}_i$ qui s'expriment eux-mêmes facilement, pour chaque groupe de conditions expérimentales, en fonction des α, β et γ , coefficients de la fonction $W(\cos^2\psi)$ non corrigée que nous cherchons. On a par exemple

$$\bar{\alpha}_i = s_1^i \bar{t}_1^i \alpha, \quad \bar{\beta}_i \bar{\gamma}_i = s_2^i s_3^i \bar{t}_2^i \bar{t}_3^i \beta \gamma$$

$s_i, \bar{t}_i$, etc... sont les coefficients d'atténuation calculés précédemment (p.75 à 80) et qui traduisent, dans un cas déterminé, soit l'effet de la résolution angulaire finie du détecteur bêta, soit celui de l'épaisseur de la source.

Dès lors, si nous utilisons les résultats de quatre mesures correspondant aux quatre intervalles (ψ_1, ψ_2) signalés plus haut, nous aurons tout d'abord à effectuer quatre intégrales de la forme

$$\int_{\psi_1}^{\psi_2} (a_i \cos \psi + b_i \cos^3 \psi + c_i \cos^5 \psi + d_i \cos^7 \psi) X_{\lambda}^i(\cos \psi) d(\cos \psi) = I_{\lambda,i}'(\psi_1, \psi_2) \quad (\text{II}, 52)$$

Rappelons que $I_{\lambda,i}'$ représente une valeur numérique connue pour chaque mesure. Ces quatre intégrales nous fourniront quatre relations chacune du premier degré en a_i, b_i, c_i, d_i .

$$f_i(a_i, b_i, c_i, d_i) = I_{\lambda,i}'(\psi_1, \psi_2) \quad i = 1, 2, 3 \text{ ou } 4 \quad (\text{II}, 53)$$

Nous remplacerons les a_i, b_i, c_i, d_i par leurs valeurs en fonction de α, β, γ et nous obtiendrons un système de quatre équations à trois inconnues α, β, γ

$$f_i(\alpha, \beta, \gamma) = I'_{i,i}(\psi_1, \psi_2) \quad (\text{II}, 54)$$

Ce système doit être compatible. Que signifie cette condition ?

Nous sommes partis pour effectuer l'intégration en ψ d'un développement contenant déjà α, β, γ . Trois mesures suffiraient donc théoriquement pour déterminer ces trois inconnues et les mesures supplémentaires ne seraient que des possibilités de vérification (conditions de compatibilité). En fait le système d'équations déduit de nos mesures doit s'écrire :

$$f_i(\alpha, \beta, \gamma) = I'_{i,i}(\psi_1, \psi_2) \pm \Delta I'_{i,i} \quad (\text{II}, 55)$$

L'erreur ΔI sur I provient de l'erreur statistique sur δ_{exp} et des erreurs commises sur $f, \langle \frac{v}{c} \rangle$ et I_2 .

A chacune des équations précédentes nous donnerons un poids $g_i \sim (\frac{1}{\Delta I})^2$ et nous aurons à chercher les solutions $(\alpha_0, \beta_0, \gamma_0)$ qui rendent minimum

$$R^2 = \frac{\sum_i g_i [f_i(\alpha, \beta, \gamma) - I'_{i,i}]^2}{N_i} \quad (\text{II}, 56)$$

$$\text{c'est à dire telles que } \frac{\partial R^2}{\partial \alpha} = \frac{\partial R^2}{\partial \beta} = \frac{\partial R^2}{\partial \gamma} = 0 \quad (\text{II}, 57)$$

$$\text{avec par exemple } \frac{\partial R^2}{\partial \alpha} = \frac{2 \sum_i g_i [f_i(\alpha, \beta, \gamma) - I'_{i,i}] \frac{\partial f_i}{\partial \alpha}}{N_i} \quad (\text{II}, 58)$$

N_i est un facteur de normalisation dont nous préciserons plus loin la signification exacte.

Nous verrons au chapitre suivant que le problème en réalité, se simplifie un peu, car nous pouvons remplacer l'une des inconnues γ par une valeur numérique précise γ_0 . En effet γ n'est autre que le coefficient $-\epsilon$ de la corrélation directionnelle bêta-gamma $1 + \epsilon P_2(\cos \theta)$. Ce coefficient a été mesuré avec une bonne précision. La valeur trouvée est évidemment plus précise que celle que nous pourrions espérer déduire de nos propres expériences qui déterminent en même temps d'autres grandeurs mais elle doit être compatible avec elles. Les solutions α_0 et β_0 seront encore déterminées par la condition (II, 56) mais γ sera alors une constante. Une méthode graphique nous permettra de préciser les erreurs sur α_0 et β_0 .

c) Détermination des paramètres nucléaires.

Nous n'indiquerons ici que la méthode générale de calcul. Nous avons déjà signalé que les coefficients α, β, γ sont des fonctions assez compliquées des paramètres nucléaires Y, u et x . Pour déterminer ces derniers, il suffira donc, une fois connues les solutions $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$, de résoudre le système en Y, u et x formé par les trois expressions suivantes :

$$\begin{aligned}\alpha(Y, u, x) &= \alpha_0 \\ \beta(Y, u, x) &= \beta_0 \\ \gamma(Y, u, x) &= \gamma_0\end{aligned}\tag{II, 59}$$

Les erreurs sur Y, u et x pourront être calculées en différentiant les trois équations précédentes.

4) Calcul de $\langle \frac{v}{c} \rangle$.

Comme dans la voie bêta, notre discriminateur à un canal accepte tous les électrons dont l'énergie est située dans une certaine bande, nous avons à calculer, nous l'avons dit, la moyenne de $\frac{v}{c}$ pour $W_1 \leq W \leq W_2$. Or on

sait que $\frac{v}{c} = \frac{p}{W}$ donc $\langle \frac{v}{c} \rangle = \langle \frac{p}{W} \rangle$

p étant la quantité de mouvement exprimée en unités $m_0 c$ avec $m_0 = 1$, $c = 1$.

W étant l'énergie totale de l'électron exprimée en $m_0 c^2$.

De plus par définition

$$\langle \frac{p}{W} \rangle = \frac{\int_{W_1}^{W_2} \frac{p}{W} N(W) dW}{\int_{W_1}^{W_2} N(W) dW} \quad (\text{II, 60})$$

où $N(W) dW$ représente le nombre d'électrons ayant leur énergie totale comprise entre W et $W + dW$

Pour une transition permise on a (RO 55a)

$$N(W) dW = CF(+Z, W) p W (W_0 - W)^2 \sim G W^2 (W_0 - W)^2 \quad (\text{II, 61})$$

C est le facteur de forme, ici une constante qui contient les éléments de matrice de la désintégration bêta envisagée.

$F(+Z, W)$ est la fonction de Fermi

$G(Z, W) = \frac{W}{p} F(Z, W)$ est la fonction de Fermi modifiée dont on trouve les valeurs dans les tables établies par Rose (RO 55b).

Il est donc facile de tracer les deux courbes $\frac{p}{W} N(W)$ et $N(W)$, et le rapport des deux intégrales graphiques nous donne $\langle p/W \rangle$.

Pour la transition interdite que nous avons étudiée ($^{152}\text{Eu} \quad 3^- - 2^+$), nous avons procédé d'une manière analogue. Dans ce cas, le facteur de forme n'est plus une constante mais une fonction de W et W_0 . Nous l'avons calculé en utilisant les formules données par L.M. Langer (LA 60) .

5) Détermination de f (ST 59, AR 53, GR 59) .

La fraction $f = \frac{n_p}{n_0}$ d'électrons polarisés par atome de fer aimanté peut être déterminée par la mesure de l'induction magnétique dans le cylindre de fer diffuseur. On a en effet dans le système électromagnétique C.G.S.

$$B = H + 4\pi \cdot 26 f (1 + 0,05) \beta N \quad (\text{II}, 62)$$

où B est l'induction exprimée en Gauss

H est le champ magnétique en Oersted

β est le magnéton de Bohr ($0,9273 \text{ Gauss} \cdot \text{cm}^{-3}$)

$n_0 f = 26 f = n_p$ nombre d'électrons polarisés par atome de fer

N le nombre d'atomes de fer par cm^3 ($8,46 \cdot 10^{22} \cdot \text{cm}^{-3}$)

Au moyen de quelques spires enroulées sur le cylindre diffuseur (cf fig. 1) nous avons mesuré l'induction B en fonction de l'intensité du courant et donc du champ H . Cette mesure, répétée à plusieurs reprises et à des époques différentes pour les deux électro-aimants utilisés, a donné des résultats concordants.

Les deux courbes de la figure 9 représentent l'aimantation ($4\pi M$) en fonction de l'intensité du courant appliqué.

La figure 9 bis donne le schéma classique du dispositif de mesure.

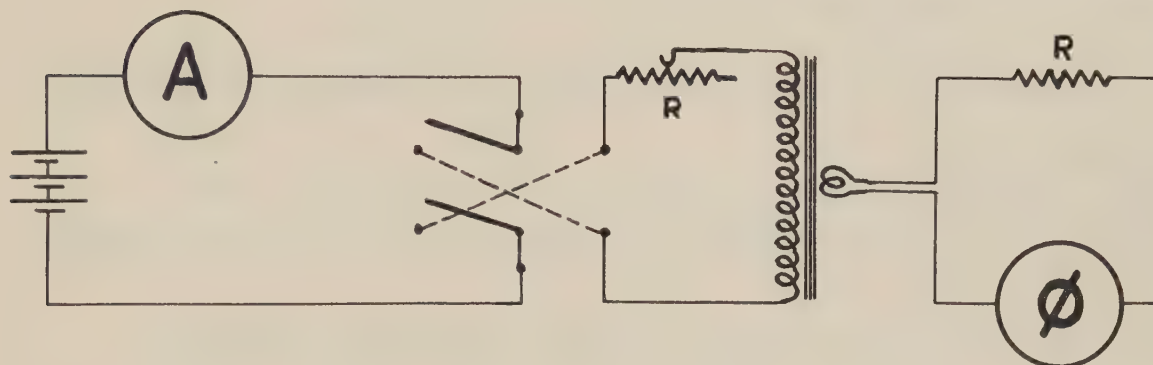


Fig. 9 bis
Dispositif de mesure de l'induction

Nous avons utilisé un fluxmètre NORMA modèle 251 F dont l'étalonnage avait été vérifié par d'autres mesures. La sensibilité S du fluxmètre qui convenait à nos mesures du flux total (fer + air) était de :

$2 \cdot 10^4$ Maxwell-spires par division pour le premier électro-aimant (spires)

10^5 Maxwell-spires par division pour le second (5 spires)

Le flux total était donné par

$$\Phi_{\text{total}} = \bar{\alpha} \cdot \frac{S}{n}$$

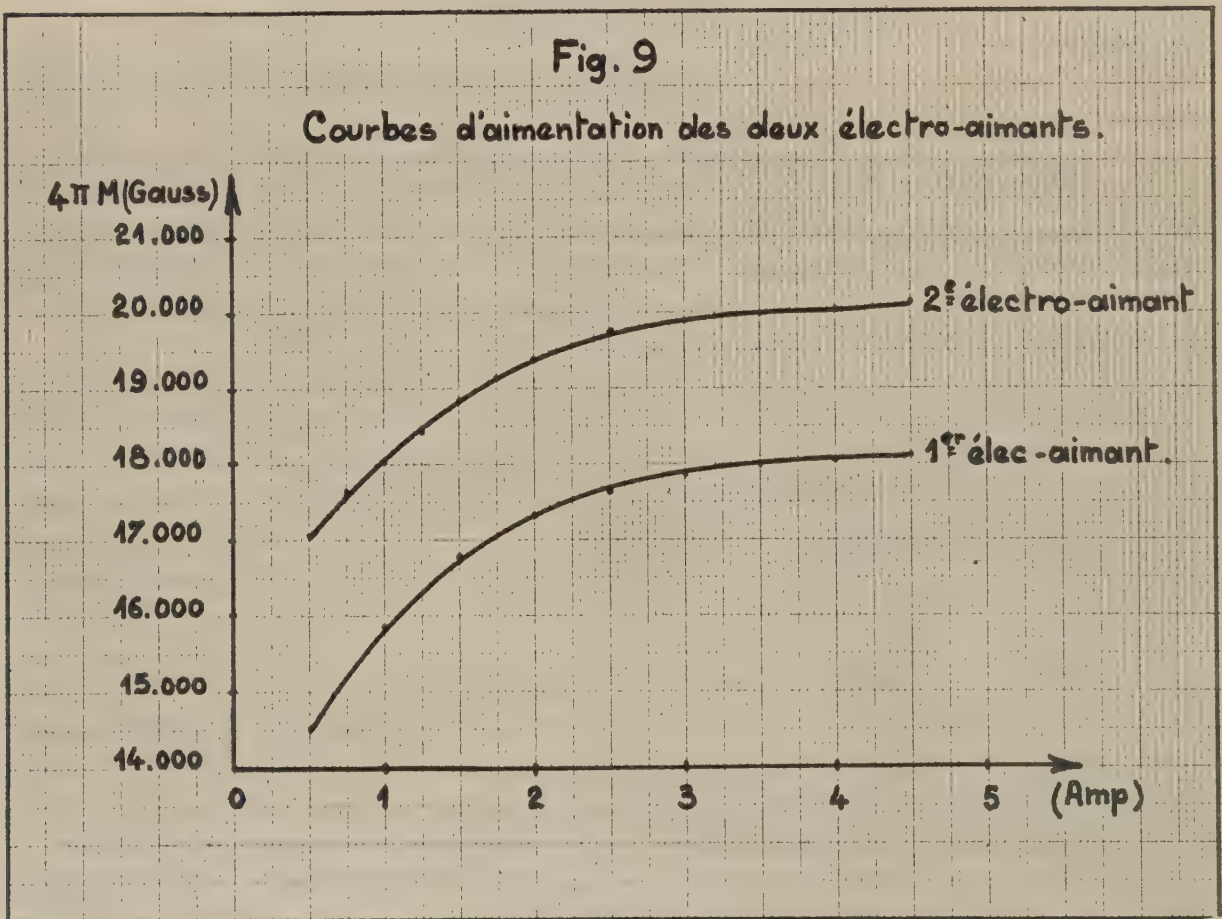
où n désigne le nombre de spires de mesure

et $\bar{\alpha}$ représente la moyenne des valeurs absolues des quatre déviations obtenues en parcourant le cycle d'hystérésis.

Dans le cas le plus défavorable ($\alpha \simeq 40$, second électroaimant), on peut estimer à 1% l'erreur sur $\bar{\alpha}$ et donc sur le flux total, et donc également sur le flux dans le fer seul .

L'erreur sur f est en réalité plus grande 2 à 3% . Elle tient à plusieurs causes :

- diminution de l'induction quand on s'approche des extrémités de l'électro-aimant
- inhomogénéité de l'induction au voisinage de la surface du métal
- imprécision sur la contribution due au moment orbital des électrons polarisés (terme 0,05 de la formule II,62) .



C) PROBLEMES PRATIQUES POSES PAR LES CONDITIONS EXPERI-
MENTALES ET CORRECTIONS QU'ILS PEUVENT ENTRAINER .

1) La source radioactive .

L'une des principales difficultés pratiques fut d'obtenir une source d'activité suffisante , aussi ponctuelle , mince et homogène que possible .

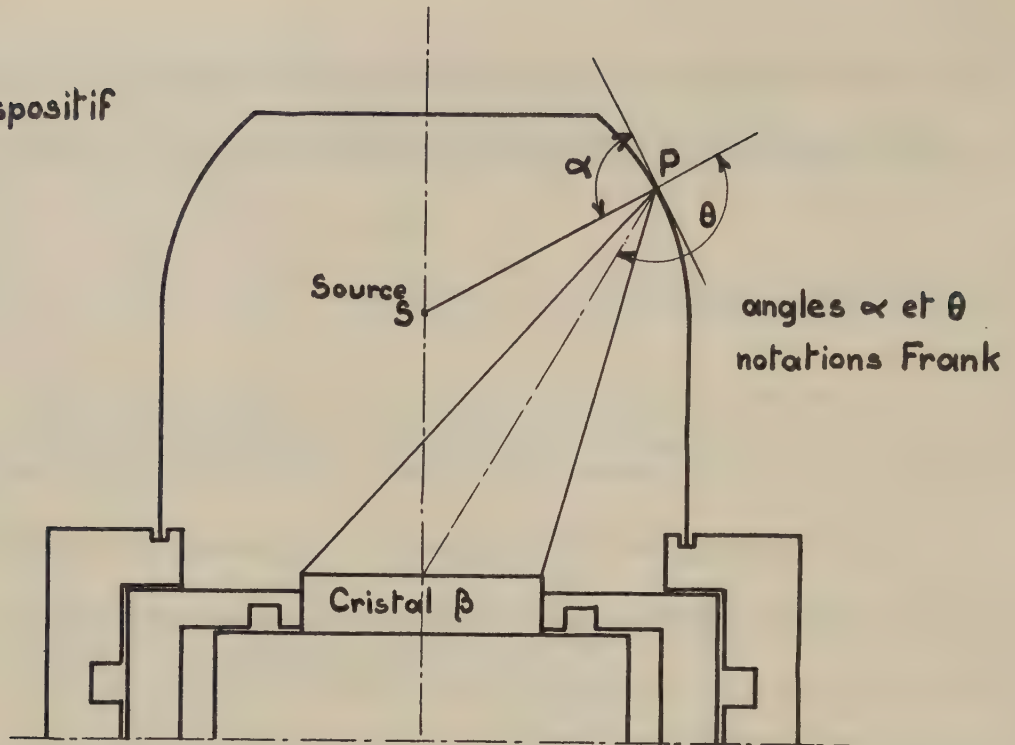
A l'exception des sources de ^{60}Co , que nous avons pu préparer par électrolyse , toutes nos autres sources ont été réalisées en déposant des micro-gouttes de chlorure sur de minces feuilles de mica d'épaisseur variant de 1 à $1.5 \text{ mg} / \text{cm}^2$. Les chlorures et tout spécialement celui de d'Europium étant assez hygroscopiques , nous avons placé la source dans une cloche à vide dont la calotte était en aluminium de 0.5 mm d'épaisseur . Nous avons agi de même pour les dernières mesures concernant le ^{46}Sc .

Reste alors à étudier l'importance relative de la retro-diffusion des par la cloche.

Retro-diffusion des bêta par la cloche .

Les électrons sont retrodiffusés préférentiellement sous un angle égal à l'angle d'incidence (FR 1959 , KA 1957 , BI 1958) . Nous avons donc tout d'abord aplati la cloche au sommet pour diminuer la focalisation des bêta retrodiffusés . Nous lui avons de plus donné des dimensions aussi grandes que possible afin de réduire au maximum les angles solides de retrodiffusion sur le cristal .

1^{er} dispositif



2^e dispositif

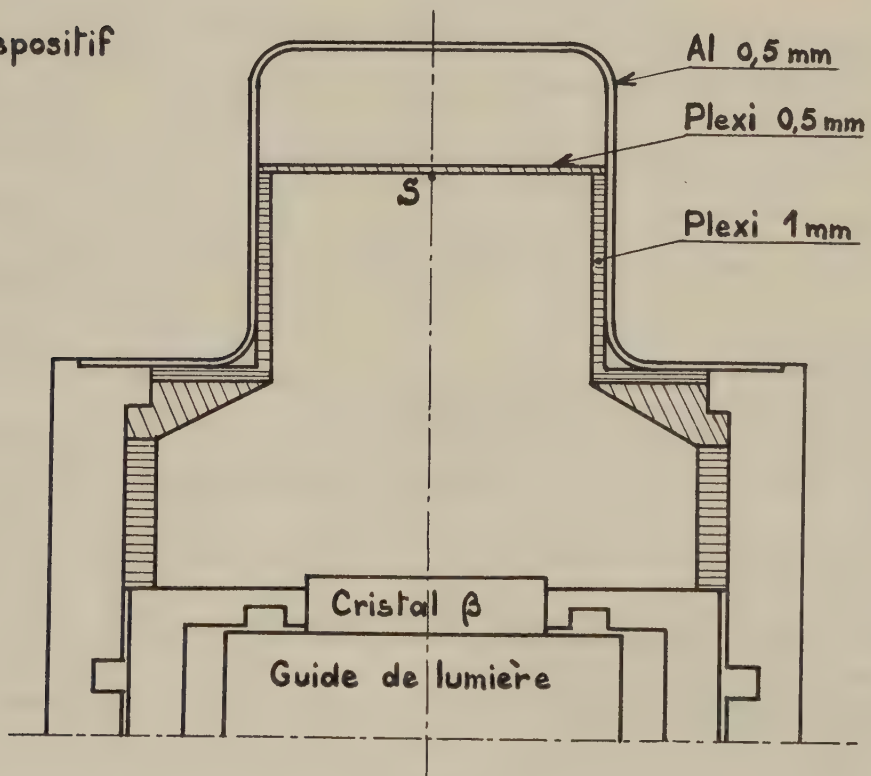


Fig. 10
les 2 "cloches" à vide

En fait, nous avons utilisé deux cloches assez différentes (fig. 10) et il s'agit de savoir dans chaque cas si le nombre N' des bêta retro-diffusés et enregistrés est négligeable vis à vis du nombre N des bêta "directs" enregistrés. Ces deux nombres N et N' ne concernent évidemment que les bêta primaires qui font partie de la transition étudiée et dont l'énergie est située dans la bande fixée par notre analyseur bêta.

Si nous désignons par :

$W(\theta)$ la probabilité de diffusion par unité d'angle solide, (tous les angles solides seront mesurés en stéradian : normalisation FRANK 1959)

N_0 le nombre de bêta émis par seconde pour la transition envisagée

N le nombre de bêta directs enregistrés dans la même bande d'énergie

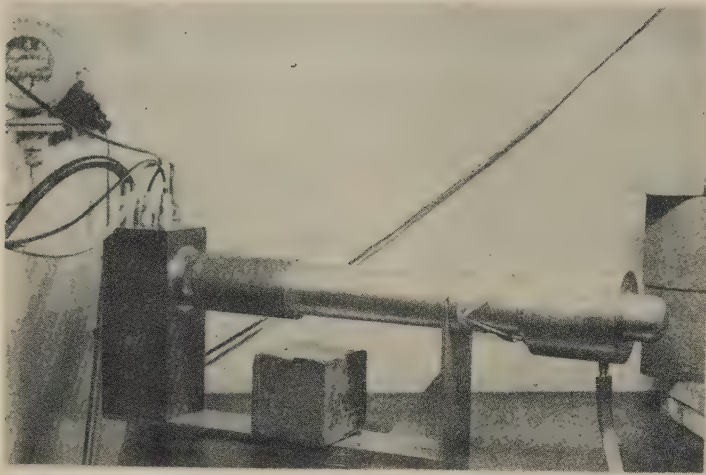
N' le nombre de bêta diffusés enregistrés dans la même bande

ϵ et ϵ' la fraction du nombre total de rayons bêta directs ou diffusés qui ont leur énergie située dans la bande considérée

Nous pouvons écrire :

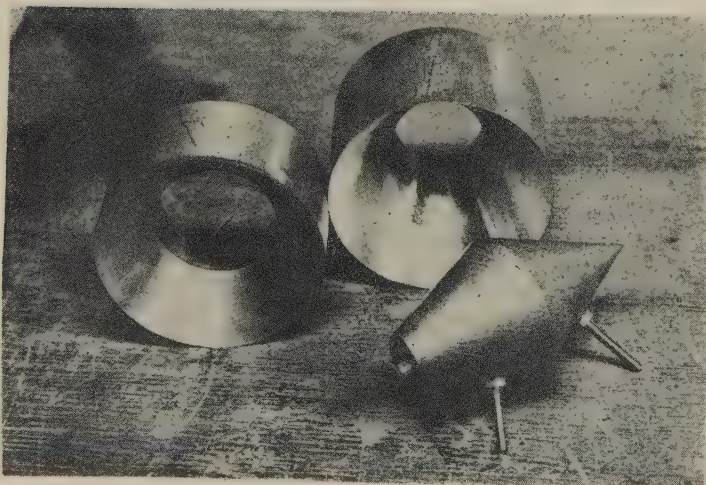
$$N = \frac{\epsilon N_0}{4\pi} \int_{\text{cristal}} d\Omega(s) = \frac{\epsilon N_0}{4\pi} \Omega(s)_{\text{cristal}}$$

$$N' = \frac{\epsilon' N_0}{4\pi} \int d\Omega(\vec{s}\vec{P}) W(\theta) d\Omega(P, \theta) \simeq \frac{\epsilon' N_0}{4\pi} \sum \Omega(\text{emission}) W(\theta) \Omega(P, \theta)$$



Le photomultiplicateur β .

Cloche à vide
et
Porte source.



Absorbant central et
canaliseurs en Plomb.

$$\frac{N'}{N} = \frac{\sum \Omega_{(emiss.)} W(\theta) \cdot \Omega(P, \theta)}{\Omega(s)_{cristal}} \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$$

Nous avons calculé le premier rapport qui figure au second membre en prenant pour chacun des facteurs une valeur nettement supérieure à la valeur moyenne que l'on peut déduire de l'étude de FRANK . Pour notre première cloche ce rapport est de 3 % . Le cylindre de plexiglas, moins bon diffuseur, assure pour la seconde une valeur plus faible encore .

De plus la diffusion entraîne une perte notable d'énergie, (de l'ordre de 50%) et donc très peu de rayons bêta diffusés auront une énergie suffisante pour être enregistrés . Le second rapport $\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}$ est toujours petit.

Ces considérations expliquent pourquoi en fait nous n'avons pas tenu compte de cette diffusion des rayons bêta .

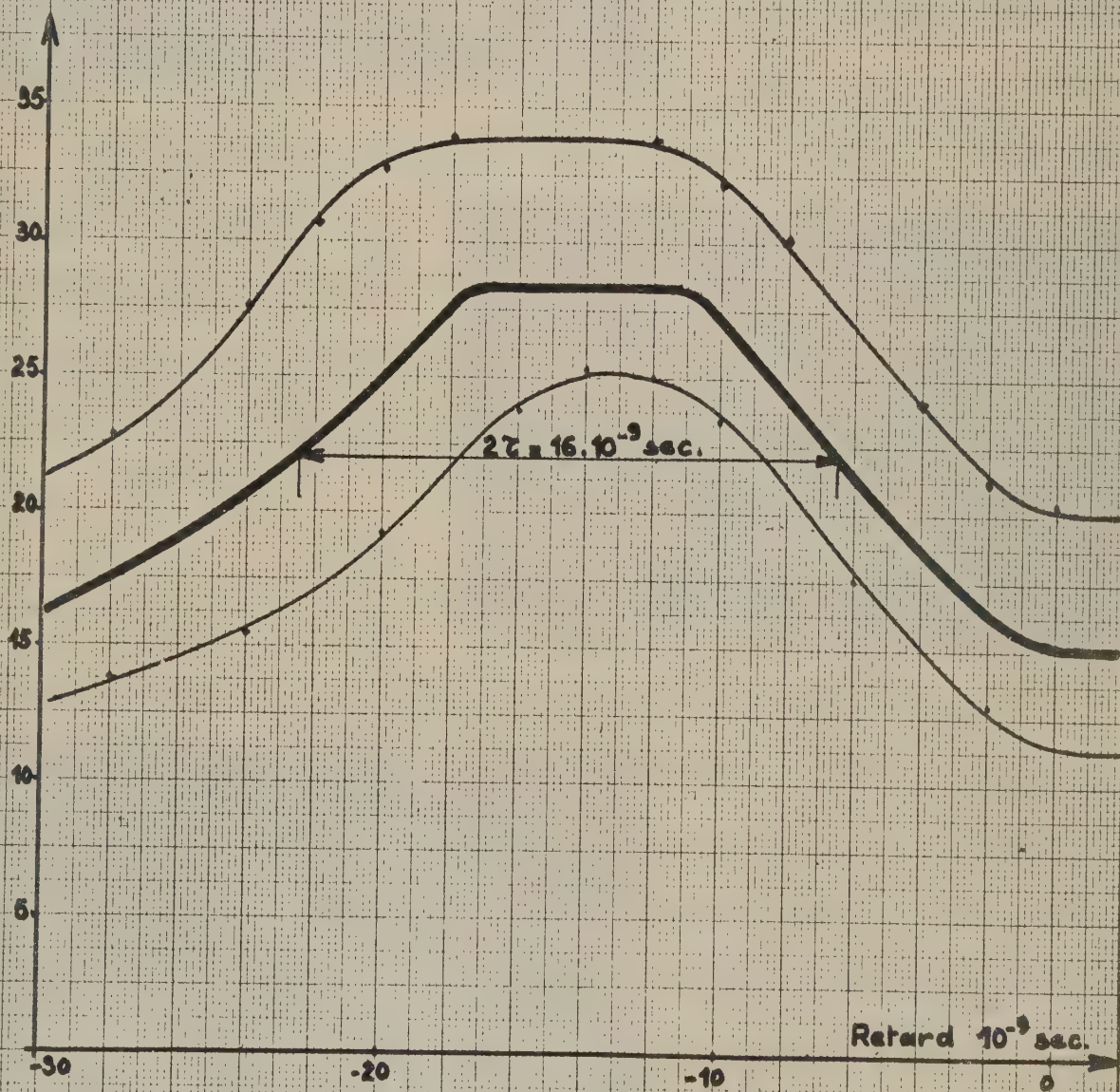
2) Les coïncidences fortuites .

Malgré le travail assez considérable que cela occasionnait, nous avons jugé préférable de mesurer régulièrement les coïncidences fortuites par la méthode des deux sources et nous avons utilisé deux sources ayant sensiblement la même intensité et la même surface. La stabilité du temps de résolution était une preuve de la bonne marche de nos appareils . Ce temps de résolution était de l'ordre de $7 \cdot 10^{-7}$ sec. (fig.11)

Fig. 11. ^{152}Eu transition interdite.

Une des courbes de résolution des coïncidences rapides pour différentes discriminations.

Coïncidences
rapides.



3) Les coïncidences γ - γ .

Détectant les rayons bêta avec un cristal de matière plastique cylindrique de 32mm de diamètre et de 7 mm d'épaisseur, nous ne pouvons manquer d'enregistrer un grand nombre de rayons gamma. Dans la mesure où ces rayons gamma enregistrés par le détecteur bêta sont en coïncidence réelle avec des rayons gamma enregistrés par le détecteur gamma, il nous est nécessaire de connaître le nombre de ces coïncidences vraies γ - γ , afin de le soustraire également du nombre total de coïncidences mesurées. Nous avons en général mesuré les coïncidences totales et les coïncidences fortuites γ - γ et nous en avons déduit les coïncidences vraies γ - γ .

Il est facile de comprendre que ce nombre dépend tout à la fois du schéma de désintégration du corps étudié et de la bande d'énergie acceptée pour les bêta .

4) Influence des autres transitions ou cascades sur les mesures de la transition étudiée .

Le problème ne se pose que pour l'Europium 152 dont le schéma de désintégration est relativement complexe . (fig.12) .

L' ^{152}Eu se désintègre soit par capture k côté Samarium 152

soit par émission bêta côté Gadolinium 152

Nous allons examiner rapidement quelles pourraient être, pour les deux transitions étudiées, les coïncidences vraies enregistrées provenant d'autres transitions .

une énergie nettement inférieure ($E(\gamma)'_{\max} = 300 \text{ kev}$) à celle admise dans la voie lente (400 à 560 kev).

3) même remarque au sujet de la transition β de 1480 kev en coïncidence avec le gamma de 344 kev .

Il ne reste que les coïncidences γ - γ que du reste, nous mesurons : un gamma direct est enregistré par le cristal bêta, l'autre est enregistré après sa diffusion par le fer . Ici le gamma direct sera celui de 344 kev qui donnera des coïncidences avec le gamma de 780 kev diffusé .

Embranchement Samarium 152

les désintégrations se font par capture électronique. Les seules coïncidences gênantes seront donc les coïncidences γ - γ éliminées par mesure directe .

b) transition β interdite d'énergie maxima 1480 kev en coïncidence avec un gamma de 344 kev ;

bande d'énergie acceptée pour les bêta : $E \geq 1100 \text{ kev}$

bande d'énergie acceptée pour les gamma: $170 \text{ kev} \leq E_{\gamma} \leq 290 \text{ kev}$

En théorie tout au moins aucune transition n'est gênante, le seuil bêta est supérieur à l'énergie maxima de toutes les autres transitions .

5) Diffusion multiple

Dans tout ce qui précède nous avons toujours implicitement supposé que les rayons gamma n'avaient subi qu'une seule diffusion dans le fer

avant d'être enregistrés. En fait les gamma pourraient subir plusieurs diffusions. Néanmoins la probabilité de diffusions multiples diminue très rapidement avec le nombre de diffusions envisagées. La seule correction importante resterait donc celle due à la double diffusion. (SC 58). D'après R.M. Steffen (ST 59 et 60), on peut montrer que si, lors d'une double diffusion, l'énergie des gamma subit une importante variation, leur polarisation, elle, n'est guère modifiée par rapport à celle des gamma diffusés une seule fois (environ 2%); l'erreur sur l'effet mesuré que l'on introduit en négligeant ces doubles diffusions sera donc inférieure à 2% et restera très inférieure à notre erreur statistique.

D) LES APPAREILS

1) Les scintillateurs.

Les rayons gamma diffusés étaient détectés par un cristal de NaI (Tl), cylindrique, ayant un pouce de diamètre et un pouce de longueur. (Harshaw)

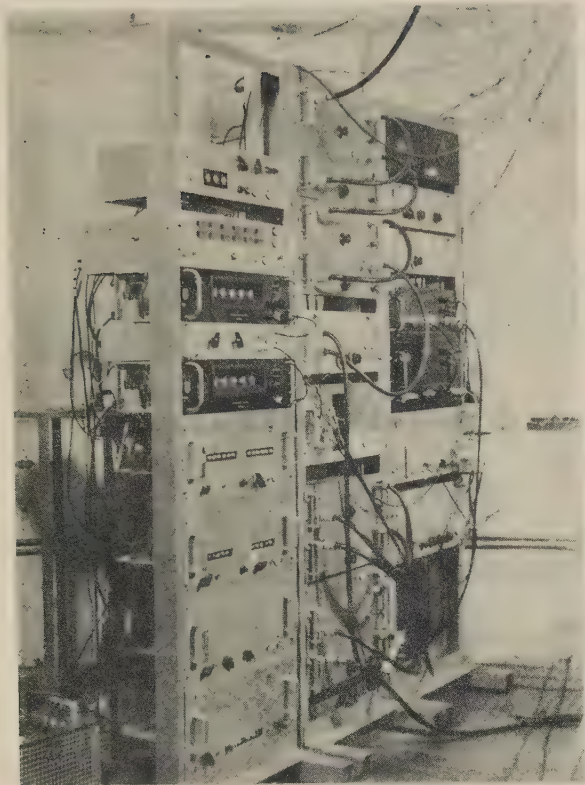
Les rayons bêta de plus faible énergie , (^{60}Co , $E_0 = 310 \text{ kev}$ et ^{46}Sc , $E_0 = 360 \text{ kev}$) étaient détectés par un cristal d'anthracène d'un pouce de diamètre et de 1,7 mm d'épaisseur .

Pour les rayons bêta d'énergie plus élevée (^{152}Eu : transition permise $E_0 = 700 \text{ kev}$, transition interdite $E_0 = 1480 \text{ kev}$) nous avons utilisé un cristal de matière plastique, cylindrique, de 32 mm de diamètre, et de 7 mm d'épaisseur . (Plastic Phosphor NE 102 Nucl. Enterprises)

2) Les photomultiplicateurs.

Les deux photomultiplicateurs sont du type RCA 6342 . Nous les avons placés à environ 70 cm de l'électroaimant afin d'éliminer l'action perturbatrice du champ magnétique . Un blindage en μ métal la diminue encore. Les impulsions lumineuses provenant des cristaux sont conduites par des guides de lumières en plexiglas.

Grâce à ces diverses précautions, nous avons pu éliminer totalement l'influence du champ magnétique sur les taux de comptage .



L'ensemble de l'électronique

à droite : les hautes tensions les
amplificateurs et analy-
seurs de la voie lente.

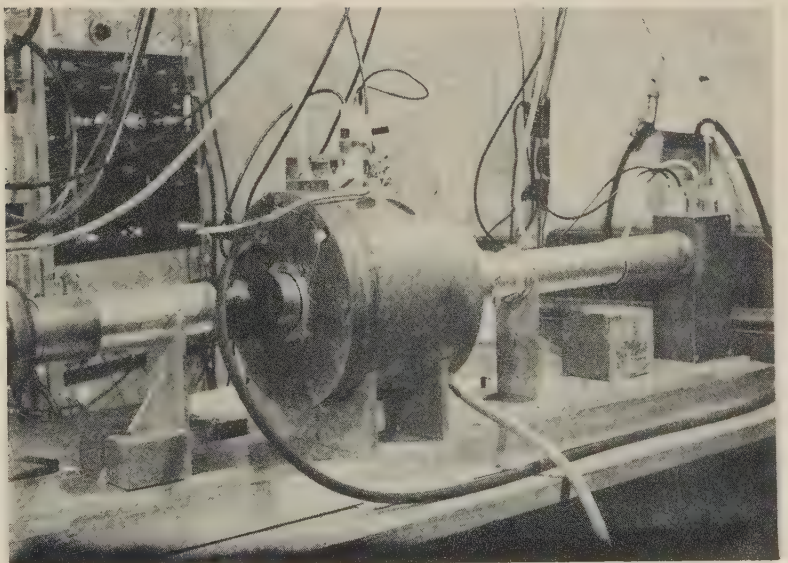
au centre : les amplificateurs dis-
tribués et les deux appa-
reils de coïncidences ra-
pides et lentes.

à gauche : l'horloge, les numéra-
teurs enregistreurs et
les échelles.

Le banc de mesure :

au centre :

le second
électro-aimant



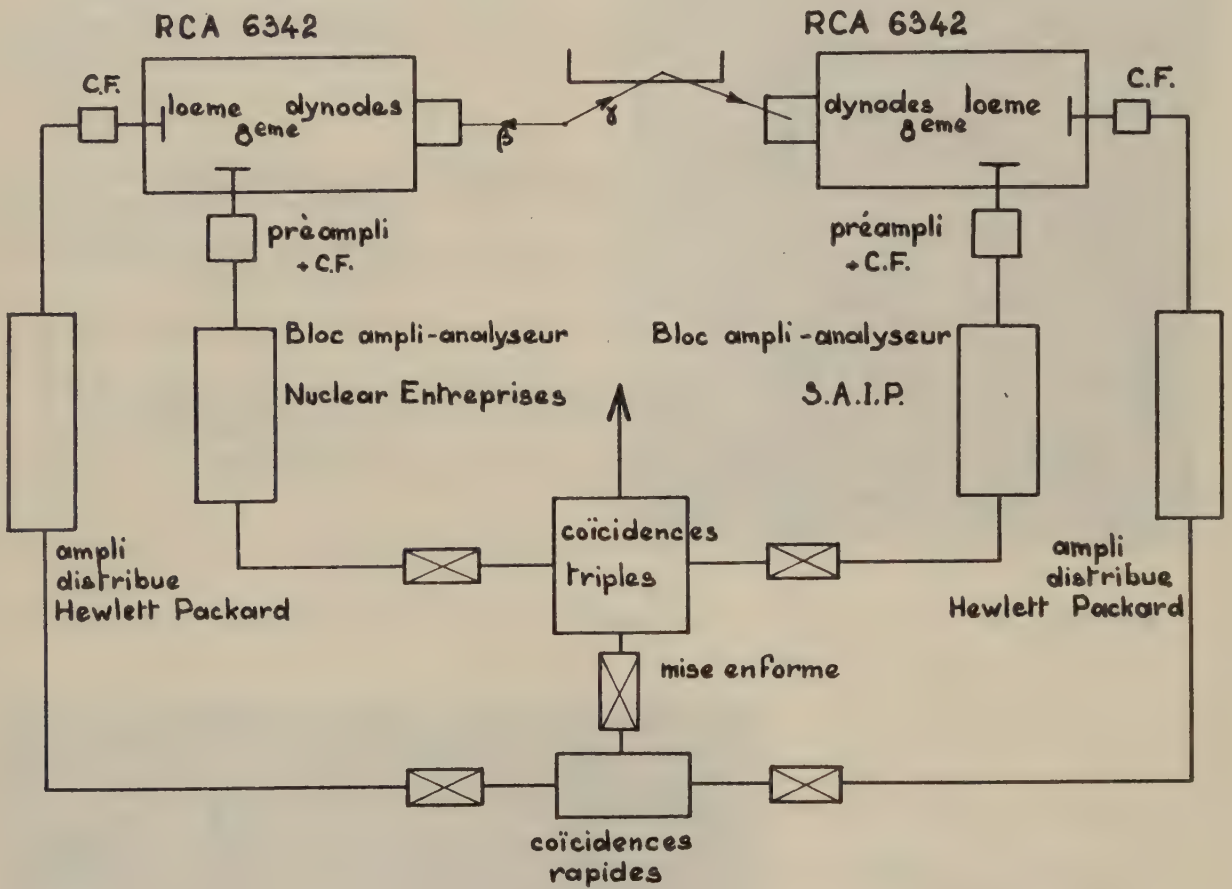


Fig. 14
Schéma du dispositif électronique.

3) L'électronique

La figure 14 représente le schéma général de notre dispositif de coïncidences. Ce montage utilise la méthode de coïncidence à deux voies, l'une rapide dans laquelle on ne fait aucune analyse en énergie des impulsions, l'autre qui permet de réaliser cette discrimination.

Voie rapide

Les impulsions β et γ de la voie rapide sont prises sur la 10ème dynode de chaque photomultiplicateur. Elles sont ensuite amplifiées une première fois par des amplificateurs distribués Hewlett Packard, (type 460 A et 460 B) puis inversées et " coupées " au moyen d'une pentode rapide, enfin amplifiées une seconde fois par deux amplificateurs de même type que précédemment. A leur sortie, elles sont à nouveau coupées et mises en forme par une pentode (E 180 F) et un câble court-circuité à son extrémité.

Elles arrivent alors sur une des grilles de commande de la lampe de coïncidence (E 91 H). Ce tube bien réglé permet d'obtenir des impulsions de coïncidence environ 15 fois plus hautes que les impulsions correspondant aux " coups simples " et passant par capacité. Il semble de ce fait supérieur à la 6 BN 6 souvent utilisée .

Les impulsions de coïncidence sont ensuite amplifiées. Un discriminateur (type trigger de Schmidt) assure un rapport convenable entre les coïncidences vraies et les fortuites sans perte notable de coïncidences vraies . Enfin un dispositif électronique de retard avec réglage continu

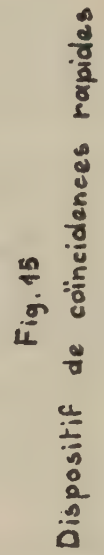


Fig. 15

de 1 à environ $6 \mu s$ permet de rendre à nouveau simultanées les impulsions de coïncidences rapides et celles qui sortent des voies lentes (fig 15).

Voie lente

C'est sur la 10ème dynode que sont prises les impulsions des voies lentes bêta et gamma . Ces impulsions sont d'abord amplifiées puis analysées.

La principale difficulté à surmonter dans le cas de ^{152}Eu était la suivante : pour avoir un nombre raisonnable de coïncidences triples vraies (1 à 2 par seconde), nous devions d'une part utiliser une source d'assez grande activité et d'autre part garder un angle solide relativement grand également (distance source-cristal bêta $\simeq 5 \text{ cm}$). Autrement dit le nombre d'impulsions par seconde dans la voie bêta devait pouvoir être considérable et il nous fallait trouver un amplificateur qui puisse recevoir plus de 10^5 impulsions par seconde et un discriminateur à un canal capable d'analyser correctement $5 \cdot 10^4$ impulsions par seconde.

L'amplificateur non overloading et l'analyseur correspondant fabriqué par Nuclear Enterprise ont pu satisfaire ces exigences.

La voie gamma ne réclamait pas une telle rapidité mais exigeait une grande stabilité. L'ensemble S.A.I.P. choisi nous a donné toute satisfaction.

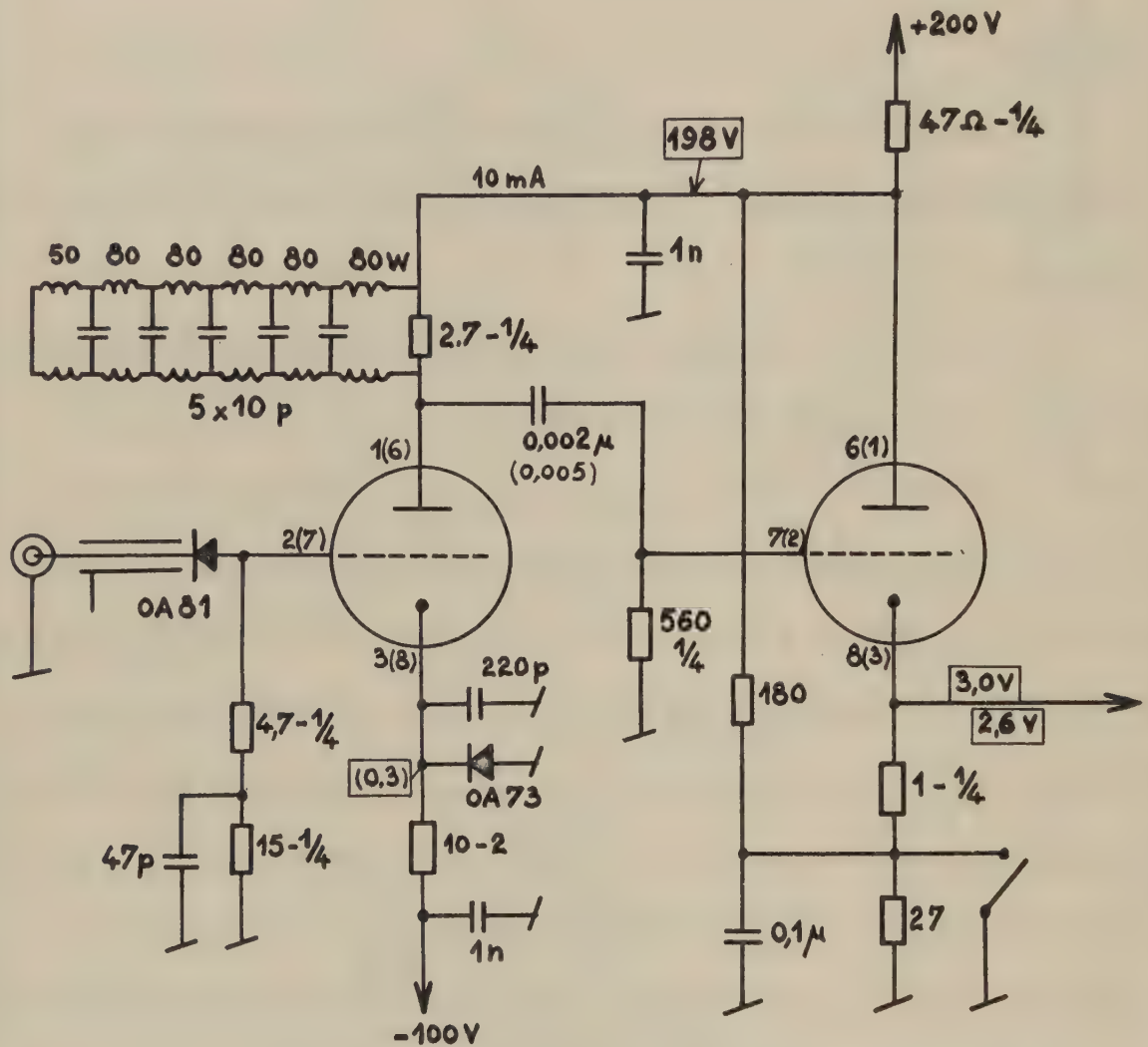


Fig. 16
Unité de mise en forme (voie lente)

Coïncidences triples

Les impulsions de sortie des analyseurs des voies bêta et gamma, (retard sur la voie bêta assuré par câbles) et les impulsions de sortie du système de coïncidences rapides (retard électronique) étaient alors mises en forme (cf schéma fig. 16) et les coïncidences triples cherchées étaient réalisées avec un circuit classique à diodes .

Au cours de toutes nos expériences nous avons enregistré le nombre M_1 des bêta, M_2 des gamma, CR des coïncidences rapides et CT des coïncidences triples. Le nombre CR des coïncidences rapides ne nous était pas nécessaire pour le calcul de l'effet cherché mais il constituait un moyen de contrôle de la bonne marche de l'installation .

De plus, dans tous nos calculs, nous avons toujours utilisé le rapport $\frac{CT}{M_1 M_2}$ et non simplement le nombre CT de coïncidences triples. Nous avons ainsi éliminé, autant que faire se peut, l'influence des variations dues à l'électronique .

Le sens du courant dans l'électro-aimant était changé toutes les cinq minutes. Ce changement ainsi que l'enregistrement des résultats précédemment indiqués étaient automatiques .

CHAPITRE III

Au cours des deux premiers chapitres nous avons indiqué les formules générales qui nous permettent de déterminer, à partir du résultat de nos mesures $\overline{\delta_{exp}}$ et en apportant toutes les corrections nécessaires, soit le coefficient A des transitions permises, soit les coefficients α, β, γ de $\omega(\theta)$ et les paramètres qu'ils contiennent pour la transition interdite .

Nous rappellerons les deux formules principales

$$A = \frac{\overline{\delta_{exp}}(\psi_1, \psi_2)}{2 f < \frac{\nu}{c} > s_1 \overline{E_1}} \cdot \frac{I_2(\psi_1, \psi_2)}{I_1(\psi_1, \psi_2)} \quad (II, 34)$$

$$I_1'(\psi_1, \psi_2, \alpha, \beta, \gamma) = \frac{\overline{\delta_{exp}}(\psi_1, \psi_2) I_2(\psi_1, \psi_2)}{2 f < \frac{\nu}{c} >} \quad (II, 44)$$

Avant de les appliquer à chacun des cas particuliers étudiés et de voir les renseignements que nous pouvons en tirer pour les éléments de matrice des diverses transitions, nous préciserons comment nous avons effectué nos calculs d'erreurs .

A) METHODE UTILISEE POUR le CALCUL de la VALEUR MOYENNE $\overline{\delta_{exp}}$ et de SON ERREUR.

Les tableaux (III, 1 - 2 - 3) des pages 126, 132, 140 montrent que , pour une même transition permise, nous avons fait plusieurs séries de mesures correspondant chacune à des conditions expérimentales détermi-

nées et différentes d'une série à l'autre. Chaque série, dont la durée a varié suivant le cas de deux semaines à plusieurs mois, se décompose elle-même en un certain nombre de mesures partielles de durée beaucoup plus courte (environ douze heures) pendant lesquelles le sens du champ magnétique était changé toutes les cinq minutes.

Nous dirons tout d'abord comment, pour chacune de ces mesures partielles, nous avons calculé l'effet expérimental δ_{exp} et l'erreur correspondante.

1) Calcul des δ_{exp} partiels

Les formules (II,15) et (II,16) peuvent s'écrire :

$$\delta_{exp} = \frac{CV_+ - CV_-}{\frac{1}{2}[CV_+ + CV_-]} \quad (III,1)$$

où CV_+ , par exemple, représente le nombre de coïncidences vraies β - γ obtenues avec l'orientation $+\vec{Z}_0$ du spin des électrons polarisés.

Mais en fait nous mesurons

soit les coïncidences totales $CT = CV + CF + CV_{\gamma\gamma}$

soit les coïncidences fortuites CF (méthode de deux sources)

soit les coïncidences totales $CT_{\gamma\gamma}$ et alors $CV_{\gamma\gamma} = CT_{\gamma\gamma} - CF_{\gamma\gamma}$

Comme seules les coïncidences vraies β - γ sont sensibles au changement de sens du champ magnétique, nous pouvons écrire :

$$\delta_{exp} = \frac{CT_+ - CT_-}{\overline{CT_+} - CP} \quad (III,2)$$

en posant $\overline{CT_+} = \frac{1}{2}[CT_+ + CT_-]$ et $CP = CF + CV_{\gamma\gamma}$ (III,3)

Rappelons qu'en réalité pour diminuer le plus possible l'influence des variations dues à l'électronique, nous avons toujours utilisé le taux de coïncidence, par exemple $\frac{CT}{M_1 M_2}$, M_1 et M_2 étant respectivement le nombre de bêta et de gamma enregistrés pendant la mesure.

Signalons également que la différence entre les deux nombres de bêta (ou de gamma) obtenus pour les deux orientations du champ magnétique, $M_1(+)$ et $M_1(-)$, était inférieure à 0,5 % au cours de toutes les mesures conservées.

2) Calcul de l'erreur sur chaque δ_{exp} partiel et du poids statistique g_i de la mesure correspondante.

a) Erreur $\Delta \delta_{exp}$

Nous avons admis que pendant chacune des mesures conservées l'électronique avait été suffisamment stable pour que nous puissions considérer que l'erreur commise sur CT_+ et CT_- n'était autre que l'erreur statistique, c'est à dire une erreur de 0,3 à 0,8 %, puisque nous comptions entre 20.000 et 100.000 coïncidences totales.

$$\text{donc } \Delta(CT_+) \simeq \Delta CT_- \simeq \sqrt{CT_{\pm}} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta CT_{\pm}}{CT_{\pm}} \simeq 6 \cdot 10^{-3} \quad (\text{III}, 4)$$

De plus nous remarquons que l'erreur relative sur le numérateur de δ_{exp} , $\frac{\Delta(CT_+ - CT_-)}{CT_+ - CT_-}$, est très supérieure à celle commise sur le dénominateur. En effet cette première erreur est en général nettement supérieure à 100% sauf pour les dernières mesures concernant le ^{60}Co où elle n'est toutefois jamais inférieure à 65 %. L'importance de cette erreur provient

de ce que la différence relative des coïncidences mesurées $\frac{CT_+ - CT_-}{CT_+}$ est en moyenne de l'ordre de 0,3 % (^{46}Sc et ^{152}Eu transition permise) et de 1 % (^{60}Co et ^{152}Eu transition interdite) et donc en général inférieure ou sensiblement égale à la précision avec laquelle on mesure CT_+ et CT_- .
 $(\frac{\Delta CT_{\pm}}{CT_{\pm}} \approx 0,6\%)$.

Or un calcul simple montre que, dans les circonstances qui furent les plus défavorables, (transition interdite $48^\circ 30' \leq \psi \leq 85^\circ$, rapport $\frac{CF}{CT} = \frac{1}{2}$; en général il est égal à $\frac{1}{4}$ et même à $\frac{1}{8}$), l'erreur relative sur le dénominateur,

$$\frac{\Delta(CT_{\pm} - CP)}{CT_{\pm} - CP} \approx \frac{\Delta(CT_{\pm} - CF)}{CT_{\pm} - CF}$$

est inférieure à 5 % si l'on connaît CT avec une précision de 1,3 % et CF avec une précision de 2 %. Comme nous mesurons environ 40.000 coïncidences totales (précision 0,5 %) et 15.000 fortuites (0,8 %), il est donc justifié de ne tenir compte que de la seule erreur statistique commise sur le numérateur de δ_{exp} .

Nous avons donc en considérant l'erreur quadratique moyenne

$$\Delta \delta_{\text{exp}} = \frac{\Delta(CT_+ - CT_-)}{CT_+ - CP} = \frac{\sqrt{(\Delta CT_+)^2 + (\Delta CT_-)^2}}{CT_+ - CP} \quad (\text{III}, 5)$$

$$\text{et comme } \Delta CT_{\pm} = \sqrt{CT_{\pm}}$$

$$\Delta \delta_{\text{exp}} = \frac{1}{\sqrt{CT_+}} \frac{\sqrt{2} \sqrt{CT_+}}{CT_+ - CP} \quad (\text{III}, 6)$$

Rappelons qu'en réalité pour diminuer le plus possible l'influence des variations dues à l'électronique, nous avons toujours utilisé le taux de coïncidence, par exemple $\frac{CT}{M_1 M_2}$, M_1 et M_2 étant respectivement le nombre de bêta et de gamma enregistrés pendant la mesure.

Signalons également que la différence entre les deux nombres de bêta (ou de gamma) obtenus pour les deux orientations du champ magnétique, $M_1(+)$ et $M_1(-)$, était inférieure à 0,5 % au cours de toutes les mesures conservées.

2) Calcul de l'erreur sur chaque δ_{exp} partiel et du poids statistique g_i de la mesure correspondante.

a) Erreur $\Delta \delta_{exp}$

Nous avons admis que pendant chacune des mesures conservées l'électronique avait été suffisamment stable pour que nous puissions considérer que l'erreur commise sur CT_+ et CT_- n'était autre que l'erreur statistique, c'est à dire une erreur de 0,3 à 0,8 %, puisque nous comptions entre 20.000 et 100.000 coïncidences totales.

$$\text{donc } \Delta(CT_+) \simeq \Delta CT_- \simeq \sqrt{CT_{\pm}} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta CT_{\pm}}{CT_{\pm}} \simeq 6 \cdot 10^{-3} \quad (\text{III}, 4)$$

De plus nous remarquons que l'erreur relative sur le numérateur de δ_{exp} , $\frac{\Delta(CT_+ - CT_-)}{CT_+ - CT_-}$, est très supérieure à celle commise sur le dénominateur. En effet cette première erreur est en général nettement supérieure à 100% sauf pour les dernières mesures concernant le ^{60}Co où elle n'est toutefois jamais inférieure à 65 %. L'importance de cette erreur provient

de ce que la différence relative des coïncidences mesurées $\frac{CT_+ - CT_-}{CT_{\pm}}$ est en moyenne de l'ordre de 0,3 % (^{46}Sc et ^{152}Eu transition permise) et de 1 % (^{60}Co et ^{152}Eu transition interdite) et donc en général inférieure ou sensiblement égale à la précision avec laquelle on mesure CT_+ et CT_- ($\frac{\Delta CT_{\pm}}{CT_{\pm}} \approx 0,6\%$).

Or un calcul simple montre que, dans les circonstances qui furent les plus défavorables, (transition interdite $48^\circ 30' \leq \psi \leq 85^\circ$, rapport $\frac{CF}{CT} = \frac{1}{2}$; en général il est égal à $\frac{1}{4}$ et même à $\frac{1}{8}$), l'erreur relative sur le dénominateur,

$$\frac{\Delta(CT_{\pm} - CP)}{CT_{\pm} - CP} \approx \frac{\Delta(CT_{\pm} - CF)}{CT_{\pm} - CF}$$

est inférieure à 5 % si l'on connaît CT avec une précision de 1,3 % et CF avec une précision de 2 %. Comme nous mesurons environ 40.000 coïncidences totales (précision 0,5 %) et 15.000 fortuites (0,8 %), il est donc justifié de ne tenir compte que de la seule erreur statistique commise sur le numérateur de δ_{exp} .

Nous avons donc en considérant l'erreur quadratique moyenne

$$\Delta \delta_{\text{exp}} = \frac{\Delta(CT_+ - CT_-)}{CT_{\pm} - CP} = \frac{\sqrt{(\Delta CT_+)^2 + (\Delta CT_-)^2}}{CT_{\pm} - CP} \quad (\text{III}, 5)$$

$$\text{et comme } \Delta CT_{\pm} = \sqrt{CT_{\pm}}$$

$$\Delta \delta_{\text{exp}} = \frac{1}{\sqrt{CT_{\pm}}} \frac{\sqrt{2} \sqrt{CT_{\pm}}}{CT_{\pm} - CP} \quad (\text{III}, 6)$$

b) Poids statistique de chaque mesure

Pour définir le poids statistique g_i d'une mesure δ_i entachée d'une erreur $\Delta\delta_i$ considérons

une mesure standard	$\delta_o + \Delta\delta_o$	de poids 1
et notre mesure	$\delta_i + \Delta\delta_i$	de poids g_i

D'après notre hypothèse, g_i mesures standard devront donner la même précision que notre mesure de poids g_i .

Or avec g_i mesures standard on obtiendrait $\delta_o + \frac{\Delta\delta_o}{\sqrt{g_i}}$

$$\text{donc } \Delta\delta_i = \frac{\Delta\delta_o}{\sqrt{g_i}} \text{ et en posant } \Delta\delta_o = 1 \quad g_i (\Delta\delta_i)^2 = 1$$

$$\text{et finalement } g_i = \left(\frac{1}{\Delta\delta_i}\right)^2 \quad (\text{III}, 7)$$

3) Calcul de $\overline{\delta_{exp}}$ et de son erreur

Rappelons que $\overline{\delta_{exp}}$ désigne la valeur moyenne correspondant à une série de mesures réalisées dans les mêmes conditions expérimentales. Chaque mesure δ_i ayant un poids statistique g_i , nous avons immédiatement pour la valeur moyenne et son erreur :

$$\overline{\delta} = \frac{\sum g_i \delta_i}{\sum g_i} \quad (\text{III}, 8a)$$

$$\overline{\Delta\delta} = \sqrt{\frac{\sum g_i (\delta_i - \overline{\delta})^2}{(n-1) \sum g_i}} \quad (\text{III}, 8b)$$

Tout ce qui précède s'applique aussi bien aux transitions permises qu'à la transition interdite. Dans le cas des transitions permises nous verrons plus loin comment calculer, à partir des valeurs de A des diverses séries de mesures, la valeur moyenne $\overline{A}$ et l'erreur correspondante.

B) LES RESULTATS ET LEUR INTERPRETATION

Nous distinguerons ici le cas des trois transitions permises et celui de la transition interdite.

I) Transitions permises

1) Généralités

Calcul de A_k et de $\bar{A}$ et de leurs erreurs

De la valeur moyenne $\bar{\delta}_k$ correspondant à chaque série de mesures, nous calculons A_k en utilisant la formule (II, 34)

$$A_k = \frac{\bar{\delta}_{exp}}{2f \langle \frac{v}{c} \rangle s_1 \bar{E}_1} \cdot \frac{I_2(\psi_1, \psi_2)}{I_1(\psi_1, \psi_2)} \quad (\text{II}, 34)$$

L'erreur relative commise sur A_k est donnée par

$$\frac{\Delta A_k}{A_k} = \frac{\Delta \bar{\delta}_k}{\bar{\delta}_k} + \left\{ \frac{\Delta f}{f} + \frac{\Delta \langle \frac{v}{c} \rangle}{\langle \frac{v}{c} \rangle} + \frac{\Delta s_1 \bar{E}_1}{s_1 \bar{E}_1} + \frac{\Delta (I_1/I_2)}{(I_1/I_2)} \right\}$$

L'ensemble des erreurs autres que $\frac{\Delta \bar{\delta}_k}{\bar{\delta}_k}$ peut être estimée à 5 %

$$\frac{\Delta A_k}{A_k} = \frac{\Delta \bar{\delta}_k}{\bar{\delta}_k} + 0,05 \quad (\text{III}, 9)$$

Pour calculer la valeur moyenne $\bar{A}$ et son erreur nous attribuons encore à chaque valeur A_k un poids G_k égal à $\left(\frac{1}{\Delta A_k}\right)^2$

$$\bar{A} = \frac{\sum G_k A_k}{\sum G_k} \quad (\text{III}, 10a)$$

$$\Delta \bar{A} = \sqrt{\frac{\sum G_k (\Delta A_k)^2}{(k-1) \sum G_k}} = \sqrt{\frac{k}{(k-1) \sum G_k}} \quad (\text{III}, 10b)$$

Tableaux et courbes

Tout d'abord nous avons jugé utile et plus pratique de réunir dans des tableaux les données et les résultats nécessaires pour le calcul du

coefficient A relatif à chaque série de mesures.

De plus nous présentons également quelques unes des courbes prises parmi celles que nous avons dû tracer.

1) Celles qui concernent le calcul de la valeur moyenne $\langle \frac{v}{c} \rangle$

Rappelons que

$$\langle \frac{v}{c} \rangle = \langle \frac{p}{W} \rangle = \frac{\int_{W_1}^{W_0} \frac{p}{W} N(W) d(W)}{\int_{W_1}^{W_0} N(W) dW} \quad (\text{II}, 58)$$

On peut se rendre compte d'après ces courbes (fig. 18, 22, 27, 31) qu'une erreur de 10 à 15% sur l'énergie limite W_1 n'entraînerait en général qu'une erreur d'environ 1% sur le rapport des intégrales.

2) Celles qui représentent les variations de $\cos \psi \gamma_1(\psi)$ et $\gamma_2(\psi)$ en fonction de ψ et qui nous permettent par intégration graphique de calculer $I_1(\psi_1, \psi_2)$ et $I_2(\psi_1, \psi_2)$ (fig. 19, 23 et 24, 28).

Nous avons en effet posé

$$I_1(\psi_1, \psi_2) = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \cos \psi \gamma_1(\psi) d\psi \quad (\text{II}, 33)$$

$$I_2(\psi_1, \psi_2) = \int_{\psi_1}^{\psi_2} \gamma_2(\psi) d\psi \quad (\text{II}, 34)$$

3) Celles qui donnent le coefficient de correction t_1 dû à l'épaisseur de la source pour diverses épaisseurs et en fonction de l'énergie E en Kev de l'électron (fig. 20, 25, 29).

Ces courbes ont été tracées en appliquant les formules données au chapitre II, soit simplement, pour le Cobalt 60: $t_1(W) = \frac{1 - e^{-\rho_1(W)}}{\rho_1(W)}$ (II, 27)

avec $\rho_1 = 0,604 \sigma \frac{z^2}{M} \frac{W^2}{(W^2 - 1)^2} \ln \frac{150(W^2 - 1)^{1/2}}{z^{1/3}}$

où σ désigne l'épaisseur de la source en mg/cm^2

soit en plus, pour le ^{46}Sc et l' ^{152}Eu , qui étaient sous forme de chlorure,

$$t_1(W) = t'_1(W) \times t''_1(W) \quad (\text{II}, 28)$$

Rappelons que le coefficient $\overline{t}_1$ qui figure dans les tableaux est donné par

$$\overline{t}_1 = \frac{\int_{W_1}^{W_0} t_1(W) N(W) dW}{\int_{W_1}^{W_0} N(W) dW} \quad (\text{II}, 29)$$

et que nous avons calculé sa valeur numérique en faisant le rapport de deux intégrales graphiques.

Nous n'aurons donc à préciser dans chaque cas particulier que l'épaisseur des sources que nous avons utilisées.

Une dernière remarque : les courbes des figures 20, 25, 29 montrent que, pour les sources d'épaisseur relativement faible, 1 à 3 mg / cm², une erreur près de 50% sur leur épaisseur n'introduirait qu'une erreur inférieure à 1 % sur le coefficient moyen $\overline{t}_1$.

Rappel de la formule générale donnant A en fonction des éléments de matrice.

Dans les trois cas étudiés la transition gamma qui suit l'émission bêta est quadrupolaire électrique. On a donc $\lambda = 2$ dans la formule (1, 58)

Le coefficient A est alors donné par :

$$A = \frac{1}{3} \frac{-\mu_{J_1, J_2} C_A^2 |\vec{r}|^2 - \delta_{J_1, J_2} \left(\frac{J_1 + 1}{J_1} \right)^{1/2} C_A C_V |\vec{r}| |\vec{\sigma}|}{C_A^2 |\vec{r}|^2 + C_V^2 |\vec{r}|^2} \quad (\text{III}, 11)$$

$$\begin{array}{ll} \text{avec pour } \Delta J = +1 & \mu_{J_1, J_2} = 1 \\ \Delta J = 0 & \mu_{J_1, J_2} = -\frac{1}{J_1} \end{array}$$

2) Cobalt 60

Le schéma de désintégration bien connu (fig. 17) indique que le
rayon bêta est en corrélation avec deux rayons gamma en cascade,

γ_1 et γ_2 . L'étude théorique des corrélations bêta-gamma polarisé
circulairement montre que la fonction de corrélation est identique pour
les corrélations $\beta - \gamma_1$ et $\beta - \gamma_2$ dans le cas d'une cascade $4^+ - 2^+ - 0$.

Comme nous détectons les gamma diffusés correspondant au deux gamma
primaires, les valeurs de I_1 et I_2 qui donnent le rapport $\frac{I_1}{I_2}$ du
tableau III - 1 sont les moyennes des valeurs obtenues pour chaque gamma.
(GA 57 , MO 58).

Il en sera de même dans le cas du Scandium 46 (tableau III - 2).

Les courbes

Les courbes $\gamma_1(\psi)\cos\psi$ et $\gamma_2(\psi)$ de la figure 24 permettent de voir que
l'incertitude de 1 à 2 degrés sur les angles limites ψ_1 et ψ_2 n'introduira
qu'une très faible erreur sur le rapport des intégrales.

Courbes donnant t_1 , coefficient de correction dû à l'épaisseur de
la source.

Les deux sources que nous avons utilisées ont été préparées par électro-
lyse à partir d'une solution qui n'avait malheureusement pas une grande
activité spécifique.

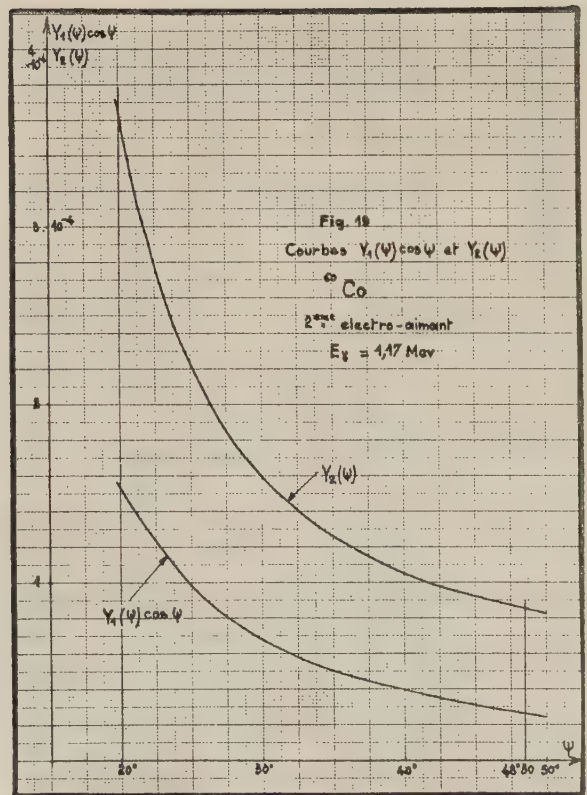
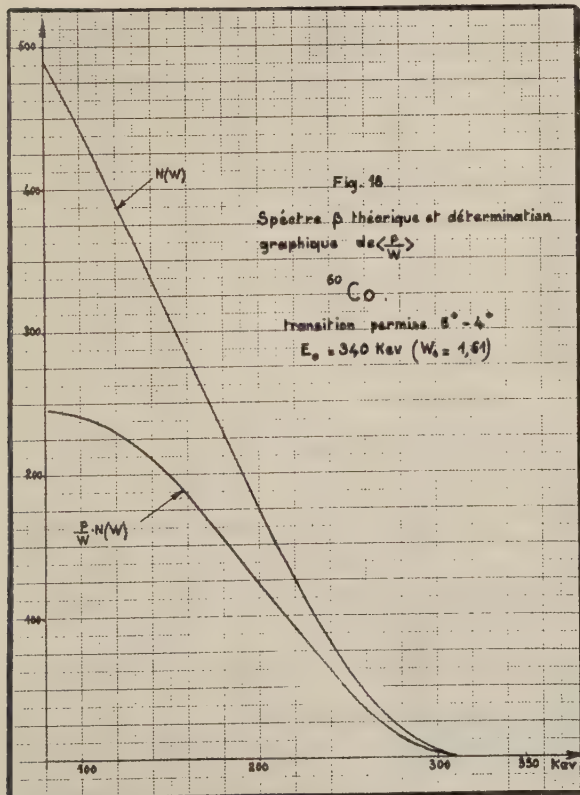
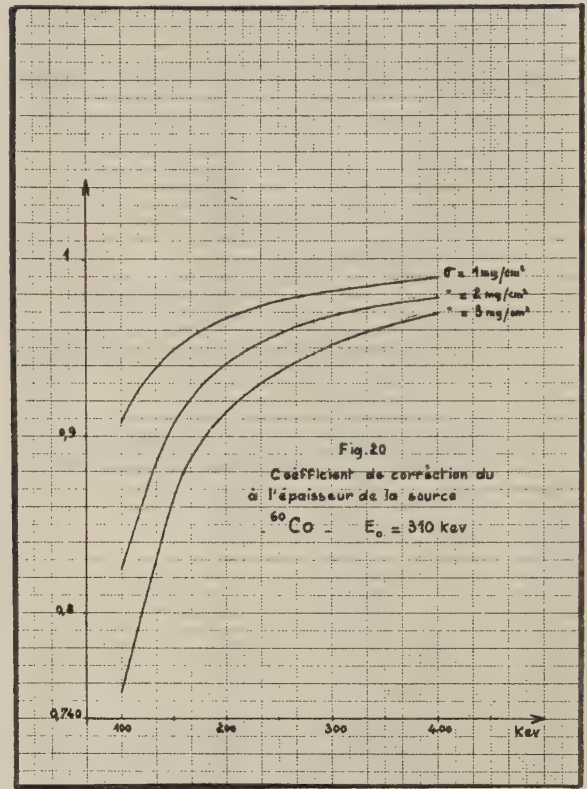
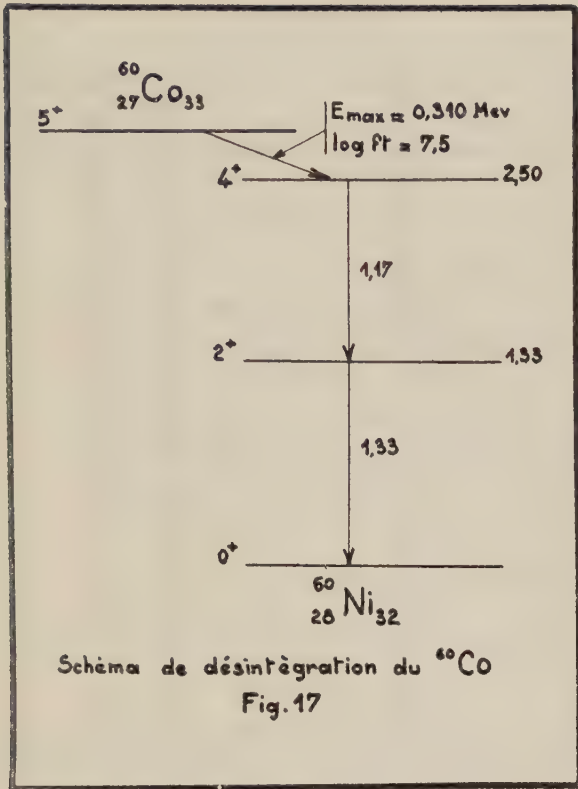


Tableau III - 1

Résumé des mesures concernant le ^{60}Co .

Date	Electro-aimant	$f(\%)$	$\langle \frac{v}{c} \rangle$	s_1	$\overline{t_1}$	$\frac{I_1}{I_2}$	$\delta_{\text{exp}}(\%)$	$\frac{h'}{h}$	A_k	G_k
1958	1 ^{er}	7,00	0,640	0,922	~ 1	0,381	$-1,080 \pm 0,082$	$\frac{37}{39}$	$-0,344 \pm 0,027$	520
	$\ell = 18,6$		$100 \leq E_p \leq 310$	$d = 2 \text{ cm}$						
1960	2 ^{ème}	7,40	0,675	0,980	0,90	0,352	$-0,942 \pm 0,100$	$\frac{8}{8}$	$-0,307 \pm 0,033$	416
	$\ell = 17,5$		$130 \leq E_p \leq 310$	$d = 4,5$	2 mg/cm^2					
1960	2 ^{ème}	7,40	0,675	0,980	0,90	0,398	$-1,04 \pm 0,14$	$\frac{6}{6}$	$-0,300 \pm 0,041$	319
	$\ell = 20,0$		$130 \leq E_p \leq 310$	$d = 4,5$	2 mg/cm^2					

ℓ = distance Source-Centre cristallin en cm

d = distance " - surface cristalline en cm

h = nombre total des mesures faites dans la série

h' = nombre des mesures conservées pour le calcul de A

Nous donnons dans le tableau suivant les diverses caractéristiques utiles pour le calcul de leur épaisseur.

Date	Intensité	Activité Spécifique en mC/mg	Diamètre	Epaisseur σ en mg/cm ²
58-59	40 μ C $\pm 10\%$	0,940 mC/mg $\pm 10\%$	0,5 cm	0,2 mg/cm ² $\pm 20\%$
60	320 μ C $\pm 10\%$	0,800 mC/mg $\pm 10\%$	0,5 cm	2 mg/cm ² $\pm 20\%$

La valeur théorique et la valeur moyenne expérimentale de A

Dans le cas du ^{60}Co on a $\Delta J = +1$ et la valeur théorique de A donnée par la formule (III, 11) est $A = -\frac{1}{3}$

En appliquant à nos mesures les formules (III, 10), nous obtenons

$$\bar{A} = \frac{\sum G_k A_k}{\sum G_k} = -0,32 \quad \Delta \bar{A} = 0,034$$

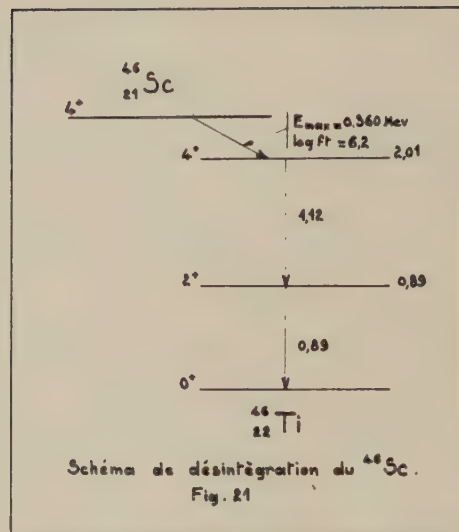
D'où $A = -0,32 \pm 0,034$ (III, 12)

Ces mesures relatives au cobalt n'étaient pour nous qu'un moyen de vérifier à diverses reprises si nous pouvions faire confiance à nos autres résultats. Aussi n'avons-nous pas cherché à atteindre une très grande précision. L'accord de notre résultat expérimental avec la valeur théorique nous a cependant paru suffisant.

3) Scandium 46

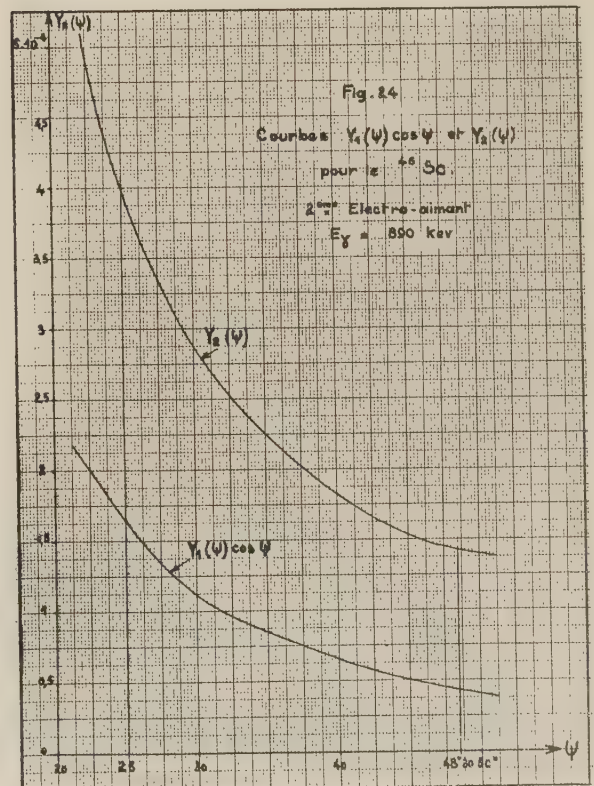
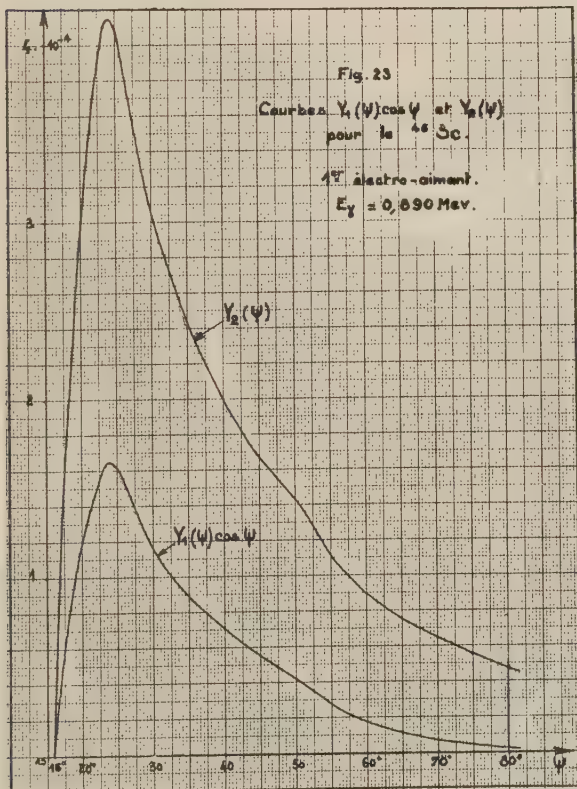
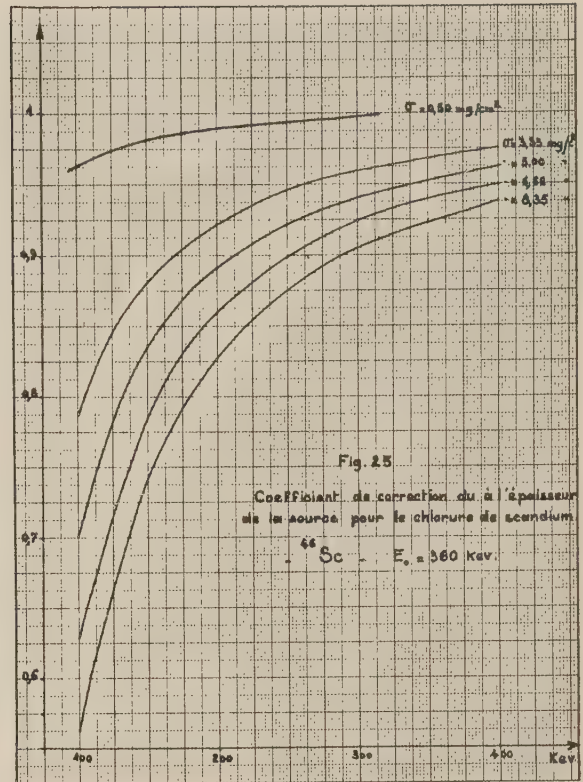
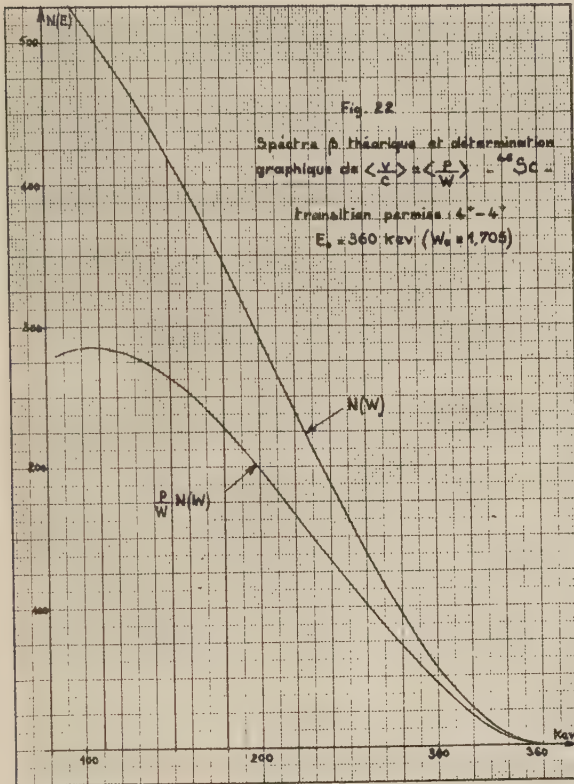
Le schéma de désintégration

(fig. 21) montre que l'on a encore, comme, dans le cas du cobalt, un rayon bêta d'intensité 100 % en corrélation avec deux rayons gamma, circonstance favorable pour nos mesures de coïncidence.



Les courbes

Courbes $\gamma_1(\psi)\cos\psi$ et $\gamma_2(\psi)$. Nous donnons ces deux courbes pour le gamma d'énergie 890 kev et pour chacun de nos électro-aimants. Si l'on compare les figures 23 et 24 on constate un des avantages du dispositif que permettait de réaliser le second électro-aimant. Son diamètre intérieur étant plus grand (9,6 cm au lieu de 7,2), il était possible de garder le même angle moyen de diffusion pour les gamma en augmentant la distance entre la source et le centre du cristal enregistrant les gamma diffusés. (fig. 1). L'absorbant central de plomb pouvait alors avoir des dimensions et une place telles que les corrections nécessaires avec le premier électro-aimant étaient évitées. Ces corrections étaient dues au fait que l'absorbant central cachait, soit une partie de la source pour les petits angles ψ d'é-



mission du rayon gamma (partie gauche des courbes de la figure 23), soit une partie du cristal pour les grands angles ψ (partie droite des courbes).

Courbes t_1 (E). Par suite des circonstances et tout spécialement de la durée relativement longue (un mois) même dans un flux de neutrons élevé ($2 \cdot 10^{14}$) nécessaire pour obtenir une grande activité spécifique (175 mC/mg), nous avons été amenés à utiliser des sources d'intensité et surtout d'activité spécifique très différentes. Ces sources ont été préparées par évaporation progressive de micro-gouttes de chlorure de scandium sur un support de mica de 1 à 1,5 mg/cm². Leur homogénéité, vérifiée au microscope, a paru suffisante.

Nous donnons, comme pour le cobalt, les diverses caractéristiques utiles pour le calcul de leur épaisseur.

Date	Intensité	Activité spécifique	Diamètre	Épaisseur σ pour $ScCl_3$
57	60 μC	2 mC/mg Sc	0,5	0,5 mg $ScCl_3$ /cm ²
58	750 μC	1,5 mC/mg Sc	0,5	8,3
60	450 μC	175 mC/mg Sc	0,5	0,045

Nous avons donc utilisé des sources d'épaisseurs très différentes et nous allons revenir sur cette circonstance et ses avantages après avoir donné la valeur moyenne de A qui résulte de nos expériences.

Pour la mesure faite en 1960 avec une très grande activité spécifique et une source très mince nous n'avons apporté aucune correction et pris le coefficient t_1 égal à 1 .

Valeur moyenne de A

Les formules (III, 10) appliquées aux valeurs de A qui figurent dans le tableau III, 2 donnent alors : $\bar{A} = 0,11$ $\Delta\bar{A} = 0,02$

$$\boxed{A = 0,11 \pm 0,02} \quad (\text{III}, 13)$$

Ce résultat est en bon accord avec les valeurs trouvées

par Bloom et al. (BL 60) $0,085 \pm 0,017$

et par Daniel et Kuntze (DA 61) $0,10 \pm 0,02$

mais en complet désaccord avec celles trouvées précédemment

par Boehm et Wapstra (BO 58) $0,33 \pm 0,04$

Lundby et Stroot (LU 58) $0,29 \pm 0,11$

Jüngst et Schopper (JU 58) $0,24 \pm 0,04$

Steffen (ST 59) $0,24 \pm 0,02$

Dès la première de nos expériences concernant le ^{46}Sc , nous avons trouvé un résultat qui, à ce moment là (1957), avait paru déconcertant et sans doute faux. R.M.Steffen nous avait en effet obligeamment communiqué son propre résultat et celui de Boehm non corrigé ($0,33 \pm 0,04$).

Tableau III - 2
Résumé des mesures concernant le Sc.

Date	Electro-aimant	$f(\%)$	$\langle \frac{\psi}{c} \rangle$	s_1	$\overline{t_1}$	$\frac{I_1}{I_2}$	$\delta_{exp}(\%)$	$\frac{h'}{h}$	A_K	G_K
1957	1 ^{er}	6,9	0,659	0,880	0,980	0,342	0,308 ± 0,094	$\frac{24}{25}$	0,115 ± 0,035	625
	$\ell = 16,2$		$110 \leq E_\beta$	$d = 4,5$	$0,5 \text{ mg/cm}^2$					
1958	1 ^{er}	6,9	0,691	0,994	0,820	0,342	0,287 ± 0,051	$\frac{25}{26}$	0,108 ± 0,020	1600
	$\ell = 16,2$		$150 \leq E_\beta \leq 320$	$d = 8$	$8,35 \text{ mg/cm}^2$					
1960	2 ^{ème}	7,40	0,712	0,985	~ 1	0,385	0,477 ± 0,135	$\frac{20}{22}$	0,119 ± 0,034	625
	$\ell = 18,5$		$180 \leq E_\beta \leq 360$	$d = 5,2$						

ℓ = distance Source-Centre cristal γ en cm

h = nombre total des mesures faites

d = distance Source-Surface cristal β en cm

h' = nombre des mesures conservées pour le calcul de A

Nous avons pensé alors que l'écart considérable entre notre valeur et les leurs ne pouvait être attribué qu'à une mauvaise qualité de la source qui aurait été beaucoup plus épaisse qu'il ne paraissait et que nous l'avions calculé.

Notre seconde expérience, par suite de circonstances défavorables, fut réalisée avec une source beaucoup plus épaisse que la première. L'électronique par contre avait été nettement améliorée mais nous utilisions encore notre premier électro-aimant. Pour la troisième expérience nous avons pu, grâce à une irradiation spéciale à Harwell, obtenir un activité spécifique environ 100 fois supérieure aux deux précédentes. L'épaisseur de la source ne pouvait donc plus être considérée comme une source d'erreur. Signalons de plus que cette expérience a été faite avec notre second électro-aimant.

La convergence de ces trois expériences réalisées dans des conditions expérimentales très différentes comme aussi leur accord avec les dernières résultats publiés nous permettent de considérer comme digne de confiance la valeur de A donnée plus haut :

$$A = 0,11 \pm 0,02$$

Interprétation - Rapport des éléments de matrice

La transition bêta du Scandium 46 ($4^+ - 4^+$) correspond à $\Delta J = 0$ et $\Delta \pi = \text{non}$. C'est donc une transition permise, mélange des interactions Fermi et Gamow-Teller.

L'étude de ce genre de transitions peut présenter un double intérêt théorique:

d'une part la mise en évidence d'un terme d'interférence confirmera le fait que le neutrino a la même hélicité dans les deux interactions.

d'autre part, si les circonstances sont par hasard telles que la valeur expérimentale de A ne soit compatible qu'avec la valeur maxima de l'interférence, on obtiendra ainsi une nouvelle confirmation de la théorie à deux composantes. Cette théorie prévoit en effet que les interactions sont en phase et donc que leur interférence est maxima.

Les premières mesures publiées en 1958 semblaient apporter dans une large mesure cette double confirmation.

Les plus récentes comme les nôtres ne permettaient pas de tirer pareille conclusion. En effet la formule (1, 58) rappelée en (III, 11) correspond à l'interférence maxima. Elle donne pour le ^{46}Sc :

$$A_{\text{max}} = \frac{1}{12} \frac{C_A^2 |\vec{f}|^2 - 4\sqrt{5} C_A C_V |\vec{f}| |\vec{f}|}{C_A^2 |\vec{f}|^2 + C_V^2 |\vec{f}|^2} = \frac{1}{12} \frac{1 + 7.52 y}{1 + 0.706 y^2} \quad (\text{III}, 14)$$

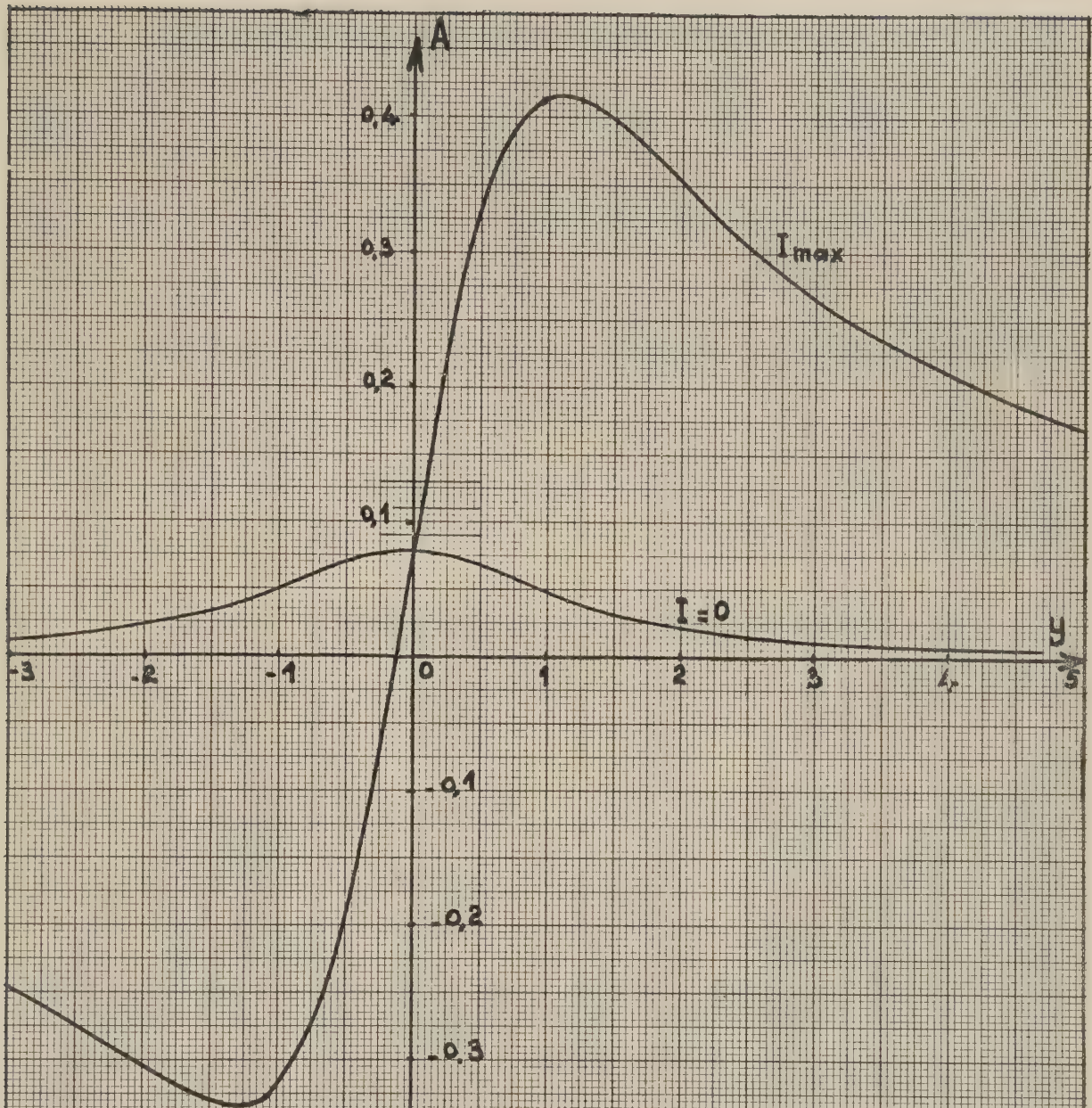
en posant $y = \frac{|\vec{f}|}{|\vec{f}|}$ et en prenant $C_A = -1.19 C_V$

Si nous introduisons le paramètre d'interférence I (GR 59 et BO 58) nous obtenons

$$A_I = \frac{1}{12} \frac{1 + 4\sqrt{5} I y}{1 + 706 y^2} \quad (I > 0) \quad (\text{III}, 15)$$

formule analogue à celle que donnent Boehm et Wapstra.

La valeur maxima de I est $I_{\text{max}} = -\frac{C_V}{C_A} = +0.84$ et nous retrouvons la formule III, 14



- 0.4 Fig. 26

^{46}Sc transition permise.

Courbe représentative de l'anisotropie A en
 fonction du rapport $y = \frac{||1||}{||\vec{\sigma}||} = \frac{M_F}{M_{GT}}$

S'il n'y avait pas d'interférence, $I = 0$, on aurait alors :

$$A_{I=0} = \frac{1}{12} \frac{1}{1 + 0,706 y^2} \quad (\text{III}, 16)$$

La figure 26 représente les variations de A en fonction de y pour $I = 0$ et $I_{\max}$. La valeur $A = 0,11 (\pm 0,02)$ manifestement n'exige pas une interférence maxima. Elle ne donne comme limite inférieure de I que $I \geq 0,04$. Les conditions nécessaires pour tirer de la valeur expérimentale de A une conclusion générale ne sont donc pas réalisées dans la désintégration bêta de Scandium 46.

Par contre si nous supposons l'interférence maxima, la formule nous permet de calculer le rapport y des éléments de matrice. Nous obtenons en fait deux valeurs : $y_1 = 0,044$ et $y_2 = 7,96$. Nous ne retiendrons que la première. Ce choix est justifié par le fait qu'une interaction Fermi pure exige toujours un parfait recouvrement des fonctions d'onde de l'état nucléaire initial et de l'état final. Or pour le ^{46}Sc il ne semble pas en être ainsi. On peut en effet donner une valeur approximative des spins isobariques de ces deux états :

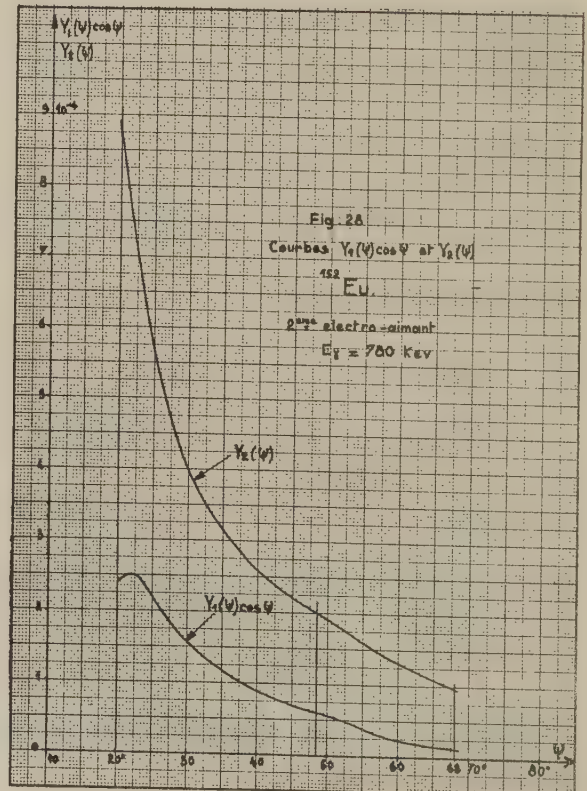
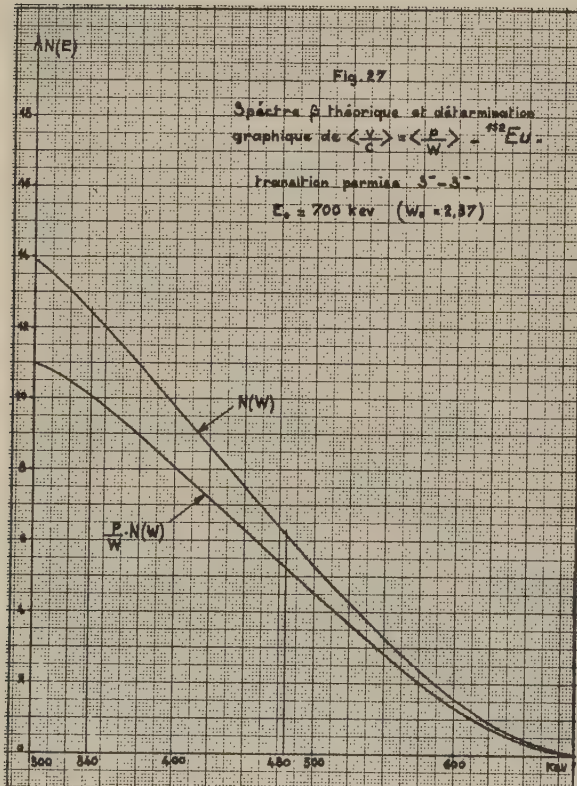
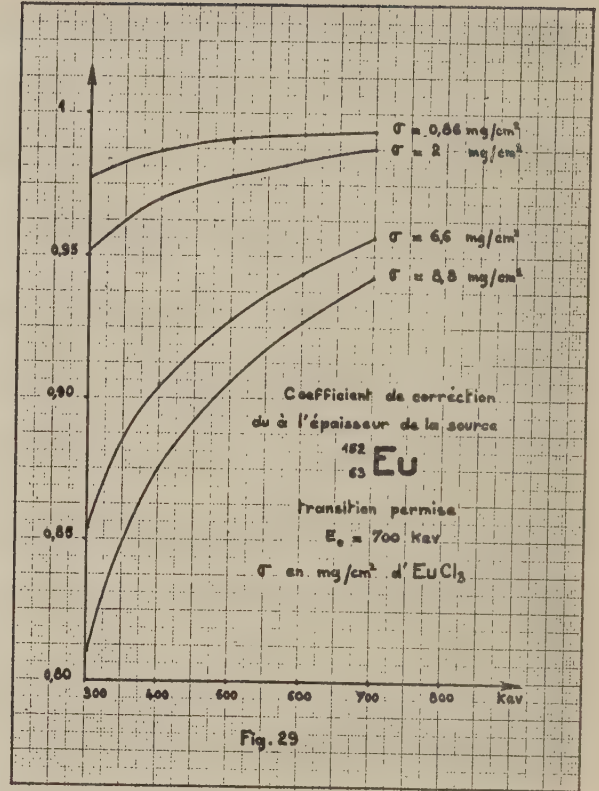
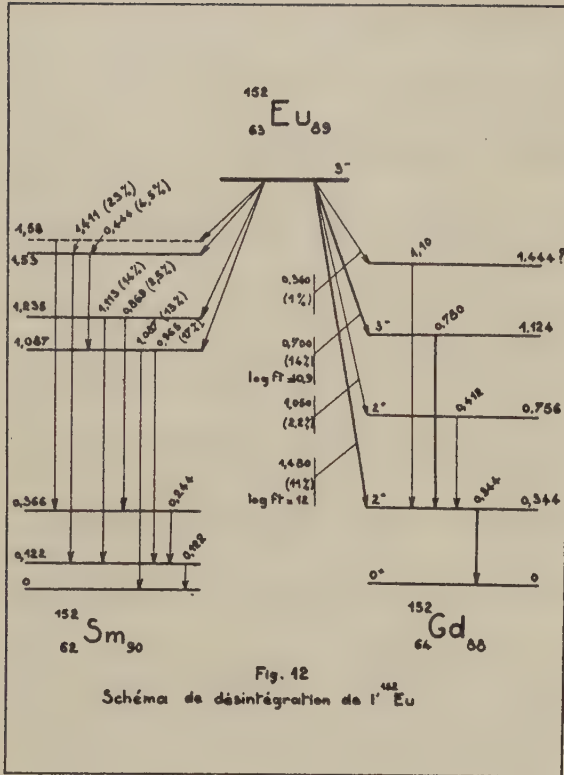
$$\text{pour le } ^{46}_{21}\text{Sc}_{25} \quad T \simeq 2$$

$$\text{pour le } ^{46}_{22}\text{Ti}_{24} \quad T \simeq 1$$

La désintégration bêta envisagée correspond donc à $\Delta T \neq 0$ et une transition de Fermi est de ce fait interdite.

4) Europium 152 - Transition permise $3^- - 3^-$

Le schéma de désintégration (fig. 12 reprise p. 138) est ici beaucoup plus complexe. Les valeurs que nous donnons pour les intensités relatives (%) des diverses transitions sont en accord avec les mesures de Debrunner (DE 60) auxquelles nous avons participé et avec celles de Nathan et Hultberg (NA 59) mais assez différentes de celles adoptées par Fischbeck (FI 60) et surtout par Dulaney (DU 60). Ce désaccord montre la difficulté que présente l'établissement d'un schéma de désintégration dès qu'il est assez compliqué, même si l'on utilise pour identifier chaque transition des mesures et des méthodes différentes permettant des recoupements (spectres β et γ , coïncidences β - γ et γ - γ , coefficients de conversion etc...). En fait l'incertitude qui peut subsister sur ces intensités n'a pas de conséquences fâcheuses pour nos mesures. Par contre, le fait que leurs valeurs soient faibles pour les deux transitions étudiées (14% et 10%) entraîne une difficulté qui n'existait ni pour le Cobalt ni pour le Scandium. Le schéma de désintégration montre en effet que, dans le cas de la transition permise, les détecteurs enregistrent un grand nombre de bêta ou de gamma diffusés qui ne font pas partie de cette transition. Pour avoir le même nombre de coïncidences par seconde que dans les deux cas précédents, il aurait fallu utiliser une source environ 20 fois plus intense, ce qui pour plusieurs raisons n'était pas possible; étant donné la faible activité spécifique que l'on pouvait normalement obtenir, la source aurait été trop épaisse. De plus une saturation et un mauvais fonctionnement des



amplificateurs et des discriminateurs à un canal étaient certains. Nous nous sommes efforcés d'adopter pour chaque mesure une solution moyenne entre des exigences en partie contradictoires.

Les courbes

Au sujet des courbes $\gamma_1(\psi)\cos\psi$ et $\gamma_2(\psi)$ (fig.28) nous signalerons seulement une particularité.

La courbe $\gamma_1(\psi)\cos\psi$ présente un maximum pour $22^\circ 30'$. Ce maximum ne correspond pas comme pour le ^{46}Sc , à une correction d'angle solide mais à un véritable maximum de l'expression $\gamma_1(\psi)\cos\psi$

La courbe $\gamma_2(\psi)$, elle, est toujours croissante. Il paraît alors clair que nous aurions du prendre comme limite inférieure pour ψ : $\psi \geq 22^\circ 30'$. Si nous ne l'avons pas fait, la raison en est que nous n'avions, au moment de cette série de mesures, que les valeurs approximatives de $\gamma_1(\psi)\cos\psi$ obtenues avec notre hypothèse de la section moyenne de diffusion (cf p. 68). Les calculs plus précis réalisés avec la machine à calculer électronique nous ont montré que le maximum avait lieu en fait pour une valeur de ψ plus grande que ne le prévoyait notre approximation.

Pour permettre une comparaison nous donnerons les valeurs des deux fonctions, calculées par les deux méthodes.

Tableau III - 3

Résumé des mesures concernant la transition permise 3^-3^- de l' ^{152}Eu

Date	Electro-aimant	$f(\%)$	$\langle \frac{\nu}{c} \rangle$	s_1	$\overline{t_1}$	$\frac{I_1}{I_2}$	$\delta_{\text{exp}}(\%)$	$\frac{h'}{h}$	A_K	G_K
1959	1 ^{er}	6,85	0,640	0,955	0,99	0,332	0,366 $\pm$ 0,119	$\frac{30}{32}$	0,102 $\pm$ 0,032	790
	$\ell = 17,0$		$340 \leq E_\beta \leq 700$	$d = 3,5$	0,86 mg/cm ²					
1960	2 ^{ème}	7,40	0,863	0,941	0,99	0,347	0,424 $\pm$ 0,160	$\frac{17}{17}$	0,103 $\pm$ 0,039	520
	$\ell = 17,5$		$480 \leq E_\beta \leq 700$	$d = 3$	0,86 mg/cm ²					
1960	2 ^{ème}	7,40	0,863	0,972	0,926	0,347	0,354 $\pm$ 0,180	$\frac{14}{14}$	0,089 $\pm$ 0,045	400
	$\ell = 17,5$		$480 \leq E_\beta \leq 700$	$d = 4,7$	6,6 mg/cm ²					

ℓ = distance source-centre cristal γ en cm h = nombre total des mesures faites dans la série

d = " " - surface " β en cm h' = nombre des mesures conservées pour le calcul de A

ψ	20°	22°5	25°	30°	35°	40°	45°	50°	55°
ERMETH	$2,39 \cdot 10^{-4}$	2,50	2,18	1,53	1,14	0,876	0,678	0,522	0,392
$Y_1 \cos \psi$									
Section moyenne	$3,07 \cdot 10^{-4}$	2,60	2,20	1,52	1,12	0,865	0,663	0,506	0,374
ERMETH	$8,82 \cdot 10^{-4}$	6,86	5,61	3,96	3,09	2,53	2,15	1,89	1,68
$Y_2(\psi)$									
Section moyenne	$9,31 \cdot 10^{-4}$	6,90	5,44	3,87	3,00	2,44	2,05	1,83	1,62

Sources et courbes t_1

Les deux sources que nous avons utilisées pour cette transition ont été préparées comme celles de Scandium par évaporation progressive de micro-gouttes de chlorure d'Europium sur un support de mica.

Le tableau suivant donne leurs caractéristiques.

Sources	Intensité	activité spécifique	Diamètre	Epaisseur σ en $\text{mg EuCl}_3/\text{cm}^2$
(S ₁) 59-60	300 μC	23 $\text{mc}/\text{mg Eu}$	0,18 cm	0,86 $\text{mg EuCl}_3/\text{cm}^2$
(S ₂) 1960	900 μC	3 $\text{mc}/\text{mg Eu}$	0,3 cm	6,6 $\text{mg EuCl}_3/\text{cm}^2$

On voit d'après la valeur de $\overline{t_1}$ (0,99) qui figure dans le tableau III-3 que la correction pour la source S₁ est pratiquement négligeable.

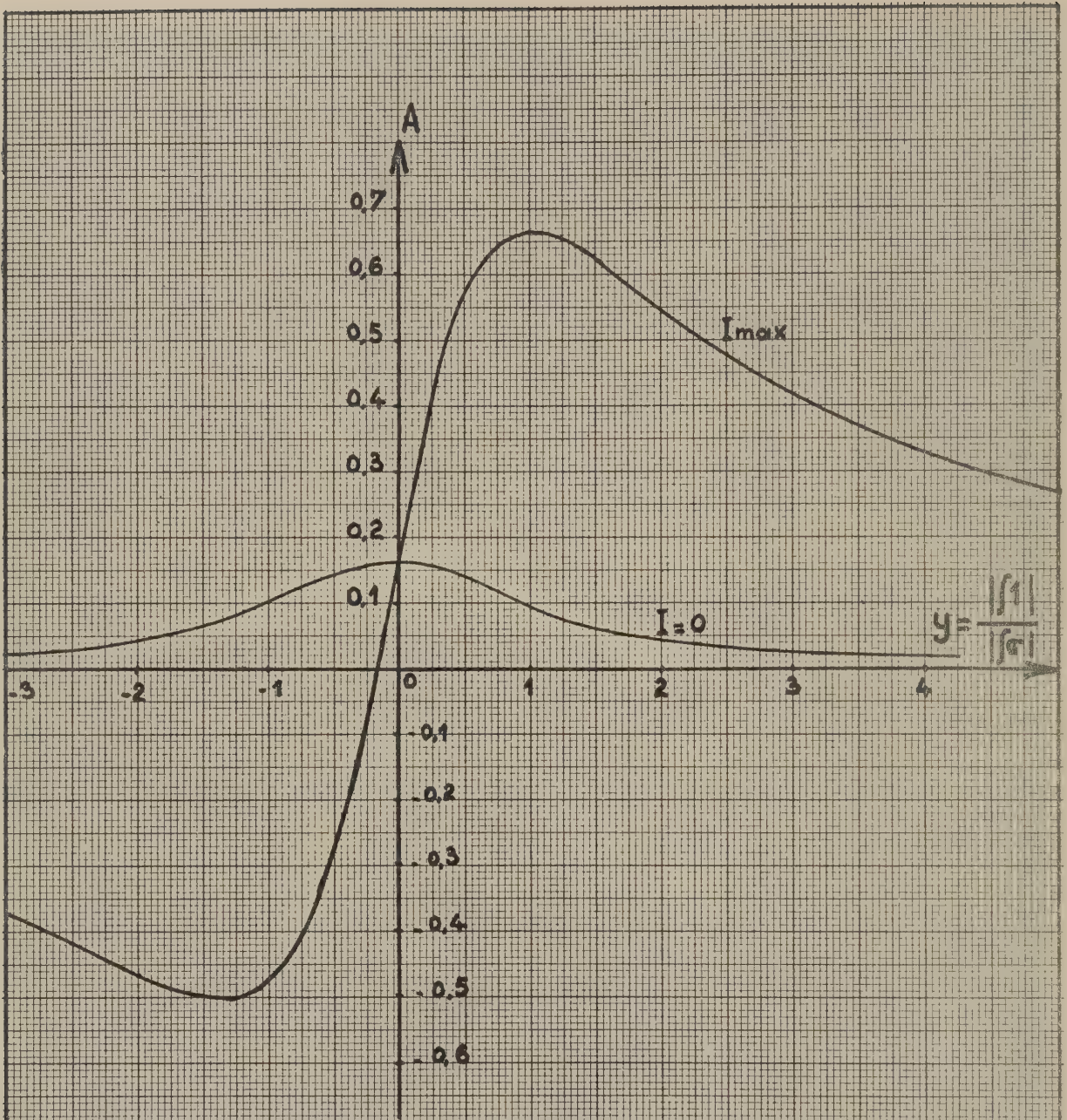


Fig. 30

¹⁵²Eu transition permise

Courbe représentative de l'anisotropie A
en fonction du rapport $y = \frac{|f_1|}{|G|} = \frac{M_F}{M_{GT}}$

Valeur moyenne de A

Les formules (III, 10) donnent ici : $\bar{A} = 0,10$ $\Delta\bar{A} = 0,03$ (BE 60_b)

$$A = 0,10 \pm 0,03$$

(III, 17)

Interprétation-Rapport des éléments de matrice

Pour cette transition permise nous avons $J_1 = J_2 = 3$ et nous obtenons pour le coefficient A :

$$A = \frac{1}{6} \frac{C_A^2 |\vec{r}|^2 - 4\sqrt{3} C_A C_V |\vec{r}| |\vec{s}|}{C_A^2 |\vec{r}|^2 + C_V^2 |\vec{s}|^2} = \frac{1}{6} \frac{1 + 5,82 y}{1 + 0,706 y^2} \quad (\text{III, 18})$$

$$\text{avec } y = \frac{|\vec{s}|}{|\vec{r}|} \quad \text{et } C_A = -1,19 C_V$$

$$A_{T=0} = \frac{1}{6} \frac{1}{1 + 0,706 y^2} \quad (\text{III, 19})$$

$$A_{GT_{\text{pure}}} = \frac{1}{6} \simeq 0,167 \quad (\text{III, 20})$$

Notre résultat semble exclure une transition Gamow-Teller pure mais indique une très faible contribution de l'élément de matrice de Fermi. Les solutions de l'équation (III, 18) sont en effet les suivantes pour $A = 0,10 \pm 0,03$

$$y_1 = -0,070 \pm 0,03 \quad y_2 = 13,8^{+4,9}_{-2,9} \quad (\text{III, 21})$$

Nous ne gardons ici encore que la solution y_1 , les raisons ne sont plus tout à fait aussi claires que pour le ^{46}Sc . Dans un noyau lourd comme ^{152}Eu , le spin isobarique n'est plus un bon nombre quantique et l'interdiction qui pouvait résulter de sa loi de conservation ne peut plus intervenir.

II) Transition interdite $3^- - 2^+$ de ^{152}Eu .

L'étude de cette transition par la méthode des corrélations bêta - gamma polarisé circulairement demande la détection de la polarisation d'un gamma de faible énergie, 344 kev. Or l'efficacité d'un analyseur cylindrique décroît avec l'énergie et cette circonstance aurait pu entraîner une nouvelle difficulté s'ajoutant à celles que nous avons signalé pour la transition permise. Heureusement par suite de la valeur importante du facteur $\omega(\psi)$ qui figure dans l'hélicité moyenne $\overline{H}_\gamma = -\langle \frac{r}{c} \rangle \overline{\omega}(\psi) \cos \psi$ l'effet expérimental $\overline{\delta}_{\text{exp}}$ est au contraire supérieur à tous ceux que nous avons obtenus pour les transitions permises et notre méthode conserve ainsi toute sa valeur.

I) Sources et coefficients t_k .

Nous avons utilisé deux sources différentes :

- pour la mesure correspondant à l'intervalle $20^\circ \leq \psi \leq 48^\circ 30'$, la source S_2 , signalée plus haut, d'intensité $900 \mu\text{C}$ et d'épaisseur $\sigma = 6,6 \text{ mg EuCl}^3/\text{cm}^2$
- pour les trois autres mesures $20^\circ \leq \psi \leq 30^\circ$, $30^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$, $48^\circ 30' \leq \psi \leq 85^\circ$, une source S_3 de grande activité spécifique 29 mc/mg Eu (Harwell), d'intensité $1,2 \text{ mC}$, de diamètre $0,3 \text{ cm}$ et d'épaisseur $\sigma = 0,9 \text{ mg EuCl}^3/\text{cm}^2$

Les coefficients t_k étant tous supérieurs à 0,9 pour la valeur moyenne de l'énergie de l'électron, $\overline{W} = 3,35$, ($E = 1,2 \text{ Mev}$), nous avons pris comme valeurs moyennes de ces coefficients précisément celles qui correspondaient à $\overline{W} = 3,35$. (cf fig. 31). Ce sont elles qui figurent dans le tableau III-4 .

2) Calcul des paramètres nucléaires

a) Rappel de la méthode générale de calcul

Le point de départ de tous nos calculs est la formule (II,42)

$$\delta_{exp} = 2 f \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \frac{\int_{\psi_1}^{\psi_2} \bar{w}(\cos^2 \psi) \cdot \cos \psi \cdot X_1(\cos \psi) d(\cos \psi)}{\int_{\psi_1}^{\psi_2} Y_2(\psi) d\psi} = 2 f \left\langle \frac{v}{c} \right\rangle \frac{I'_1(\psi_1, \psi_2, \alpha, \beta, \gamma)}{I_2(\psi_1, \psi_2)} \quad (II,42)$$

Chaque mesure de δ_{exp} , relative à un intervalle (ψ_1, ψ_2) déterminé, doit nous fournir une équation en α, β, γ , coefficients qui sont contenus dans $\bar{w}(\cos^2 \psi)$. Nous avons fait quatre mesures et nous aurons donc un système de quatre équations à trois inconnues...ou à deux inconnues si nous nous donnons à priori la valeur de l'une des inconnues, γ .

Une fois résolu ce système, soit α_0, β_0 et γ_0 ses solutions, nous aurons à résoudre un second système en Y, x et u :

$$\textcircled{1} \frac{A_1}{A_0} = -\alpha_0 \quad \textcircled{2} \frac{A_3}{A_0} = -\beta_0 \quad \textcircled{3} \frac{A_2}{A_0} = -\gamma_0 \quad (III,22)$$

où A_0, A_1, A_2 et A_3 sont les fonctions de Y, x et u définies à la fin du chapitre I (I,61 ; 62 ; 63 ; 64).

En fait nous verrons qu'il est nécessaire de joindre à ces trois équations des équations supplémentaires qui permettent de choisir parmi les solutions possibles.

Tableau III - 4

Résumé des mesures concernant la transition interdite de l'¹⁵²Eu

Dispositif	f %	$\langle \nu \rangle$	S_K			$\overline{E_K}$			$S_K \overline{E_K}$			I_2 (alg)	$\delta_{exp} (\%)$	$100 \frac{\delta_{exp} I_2}{2f \langle \nu \rangle}$
			S_1	S_2	S_3	$\overline{E}_1$	$\overline{E}_2$	$\overline{E}_3$	$S_1 \overline{E}_1$	$S_2 \overline{E}_2$	$S_3 \overline{E}_3$			
$20^\circ \leq \psi \leq 30^\circ$	7,45	0,954	0,980	0,939	0,881	0,997	0,992	0,986	0,977	0,931	0,869	0,252	$-1,437 \pm 0,133$ $\frac{44 \text{ mes}}{46}$	$-2,547 \pm 0,338$
			$d = 5,42 \text{ cm}$			$\sigma = 0,9 \text{ mg EuCl}_3 / \text{cm}^2$								
$30^\circ \leq \psi \leq 45^\circ$	7,45	0,954	0,980	0,939	0,881	0,997	0,992	0,986	0,977	0,931	0,869	0,192	$-1,691 \pm 0,184$ $\frac{36 \text{ mes}}{39}$	$-2,284 \pm 0,340$
			$d = 5,42 \text{ cm}$			$\sigma = 0,9 \text{ mg EuCl}_3 / \text{cm}^2$								
$48^\circ 30' \leq \psi \leq 85^\circ$	7,45	0,954	0,976	0,920	0,863	0,997	0,992	0,986	0,973	0,923	0,851	0,192	$-1,265 \pm 0,160$ $\frac{27 \text{ mes}}{28}$	$-1,711 \pm 0,284$
			$d = 5,00 \text{ cm}$			$\sigma = 0,9 \text{ mg EuCl}_3 / \text{cm}^2$								
$20^\circ \leq \psi \leq 48^\circ 30'$	7,45	0,950	0,941	0,830	0,681	0,979	0,945	0,903	0,921	0,784	0,615	0,475	$-1,526 \pm 0,122$ $\frac{32 \text{ mes}}{35}$	$-5,122 \pm 0,614$
			$d = 3,00 \text{ cm}$			$\sigma = 6,6 \text{ mg EuCl}_3 / \text{cm}^2$								

b) Equations en α, β, γ .

Approximations nécessaires.

Dans l'équations (II, 42) rappelée plus haut se présentent deux intégrales. Celle qui figure au dénominateur se calcule facilement.

Nous connaissons les valeurs numériques de $V_2(\psi)$ (fig. 32) et une intégrale graphique convertie en " intégrale algébrique " nous donnera la valeur numérique de $I_2(\psi_1, \psi_2)$ (cf p. 86).

Toute la difficulté réside dans l'intégrale qui figure au numérateur.

Grâce à deux approximations que nous allons rappeler, nous l'avons ramenée à l'intégration d'un polynôme en $\cos \psi$ (cf p. 88).

Tout d'abord nous utilisons pour chaque série de mesures une valeur approchée de $\bar{\omega}(\cos^2 \psi) \cos \psi$

$$\bar{\omega}_i(\cos^2 \psi) \cos \psi \simeq (\bar{\alpha}_i P_1 + \bar{\beta}_i P_3) [1 + \bar{\gamma}_i P_2 + (\bar{\gamma}_i P_2)^2] \quad (II, 49)$$

$$\simeq a_i \cos \psi + b_i \cos^3 \psi + c_i \cos^5 \psi + d_i \cos^7 \psi \quad (II, 50)$$

L'équation (II, 51) permet de passer des coefficients a_i, b_i, c_i, d_i aux $\bar{\alpha}, \bar{\beta}, \bar{\gamma}$ et donc aux α, β, γ puisque

$$\bar{\alpha} = s_1 \bar{t}_1 \alpha \quad \bar{\beta} = s_3 \bar{t}_3 \beta \quad \bar{\gamma} = s_2 \bar{t}_2 \gamma$$

On trouvera dans le tableau III-4 les valeurs des coefficients de correction.

De plus nous connaissons les valeurs numérique de la fonction $X_1(\cos \psi)$ (fig. 8bis p. 84) et nous pouvons la représenter avec une très bonne ap-

proximation par les polynômes suivants en $\cos \psi$:

$$20^\circ \leq \psi \leq 30^\circ \quad X_1(\cos \psi) \simeq -122 \cos^2 \psi + 206,5 \cos \psi - 88,05 \quad (\text{III}, 23)$$

$$30^\circ \leq \psi \leq 48^\circ 30' \quad X_1(\cos \psi) \simeq -63,4 \cos^3 \psi + 138,7 \cos^2 \psi - 102,4 \cos \psi + 25,2$$

$$48^\circ 30' \leq \psi \leq 66^\circ \quad X_1(\cos \psi) \simeq -0,732 \cos^2 \psi + 0,367 \cos \psi - 0,28$$

$$66^\circ \leq \psi \leq 85^\circ \quad X_1(\cos \psi) \simeq -0,117 \cos \psi + 0,0482$$

Intégration en ψ et équations en α, β, γ .

Dès lors avec les deux approximations précédentes, il est facile d'intégrer le polynôme en $\cos \psi$ qui représente, dans chacun des quatre intervalles (ψ_1, ψ_2) correspondant à nos mesures, l'expression approchée de $\overline{W}_k(\cos^2 \psi) \cdot \cos \psi X_1'(\cos \psi)$. Nous ne donnerons qu'un aperçu des calculs et nous prendrons, pour le faire, l'intervalle $20^\circ \leq \psi \leq 30^\circ$.

On obtient tout d'abord, en posant $\cos \psi = u$,

$$\begin{aligned} I_1'(20^\circ, 30^\circ) &= \int_{20^\circ}^{30^\circ} (a_1 u + b_1 u^3 + c_1 u^5 + d_1 u^7) (-88,05 + 206,5 u - 122 u^2) \\ &= 0,06773 a_1 + 0,05578 b_1 + 0,04628 c_1 + 0,03905 d_1 \end{aligned} \quad (\text{III}, 24)$$

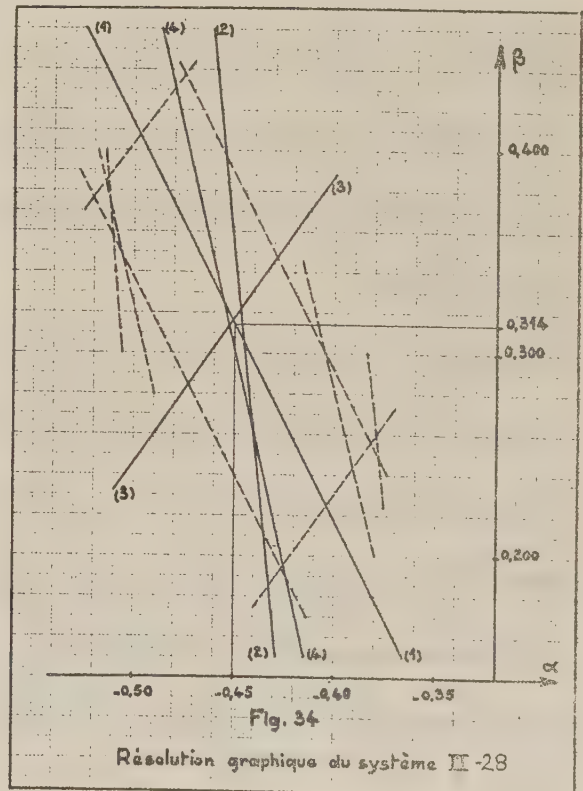
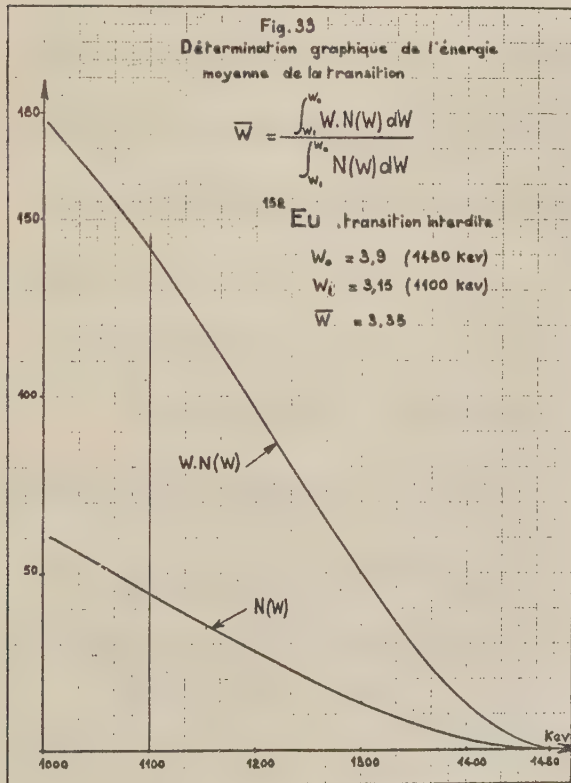
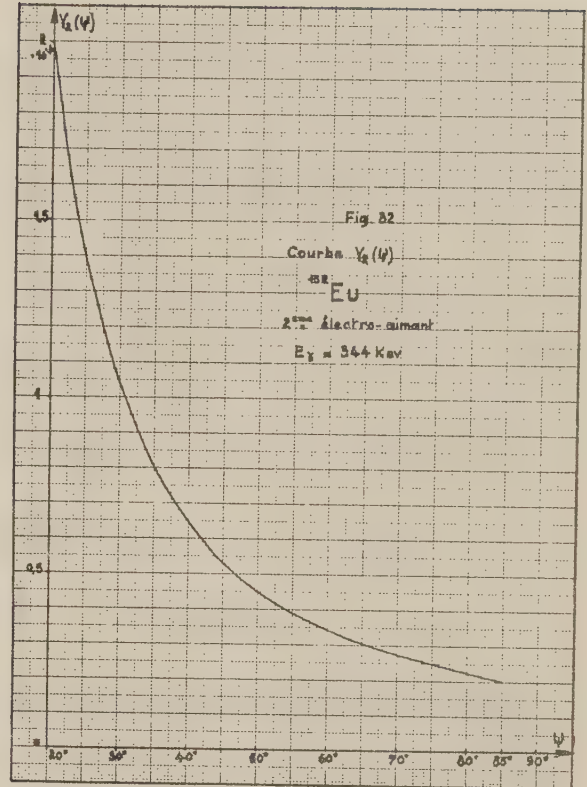
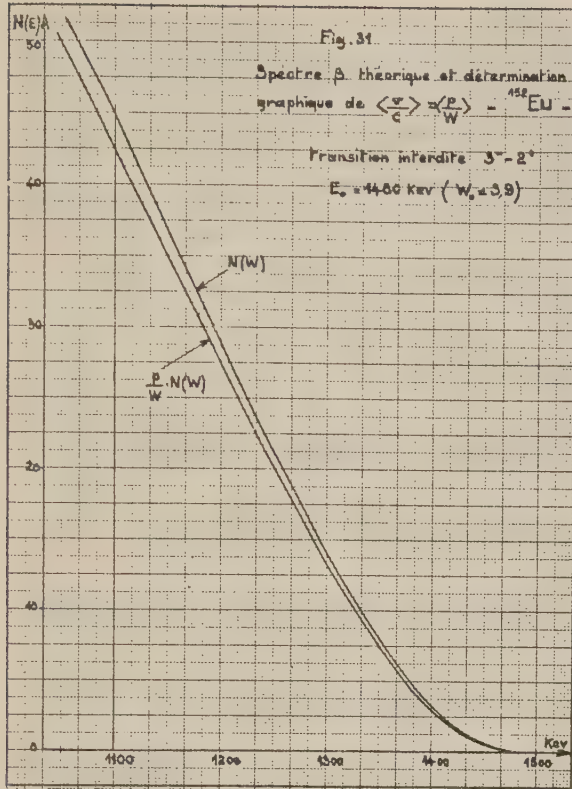
Mais d'après l'équation (II, 51) et les valeurs $s_k \overline{t}_k$ données dans le tableau III-4

$$a_1 = 0,977\alpha - 1,305\beta - 0,455\alpha\gamma + 0,607\beta\gamma + 0,212\alpha\gamma^2 - 0,2824\beta\gamma^2$$

$$b_1 = 2,172\beta + 1,365\alpha\gamma - 2,832\beta\gamma - 1,271\alpha\gamma^2 + 2,165\beta\gamma^2$$

$$c_1 = 3,034\beta\gamma + 1,906\alpha\gamma^2 - 5,365\beta\gamma^2 \quad (\text{III}, 25)$$

$$d_1 = 4,236\beta\gamma^2$$



$$\text{D'où } 100 \Gamma'_1 = 6,617\alpha + 3,277\beta + 4,532\alpha\gamma + 2,538\beta\gamma + 3,282\alpha\gamma^2 + 1,554\beta\gamma^2$$

Des calculs analogues pour les trois autres intervalles

$$30 \leq \psi \leq 45^\circ (\dot{\alpha}=2), 48^\circ 30' \leq \psi \leq 85^\circ (\dot{\alpha}=3), 20^\circ \leq \psi \leq 48^\circ 30' (\dot{\alpha}=4)$$

permettent d'obtenir le système suivant en α, β, γ :

(III, 26)

$$\textcircled{1} \quad 6,617\alpha + 4,532\alpha\gamma + 3,282\alpha\gamma^2 + 3,277\beta + 2,538\beta\gamma + 1,554\beta\gamma^2 = -2,547 \pm 0,338$$

$$\textcircled{2} \quad 4,656\alpha + 2,013\alpha\gamma + 0,958\alpha\gamma^2 + 0,433\beta + 0,332\beta\gamma + 0,172\beta\gamma^2 = -2,284 \pm 0,340$$

$$\textcircled{3} \quad 2,609\alpha - 0,248\alpha\gamma + 0,096\alpha\gamma^2 - 1,904\beta + 0,296\beta\gamma - 0,105\beta\gamma^2 = -1,741 \pm 0,284$$

$$\textcircled{4} \quad 11,21\alpha + 5,280\alpha\gamma + 2,850\alpha\gamma^2 + 2,503\beta + 1,685\beta\gamma + 0,824\beta\gamma^2 = -5,122 \pm 0,614$$

La résolution de ce système, quelque peu compliqué dans le cas général, se simplifie beaucoup si l'on se donne à priori la valeur γ_0 qui doit être solution, ou si du moins on peut se fixer un intervalle suffisamment restreint pour γ_0 , par exemple $0 \leq \gamma_0 \leq 1,5$.

Le choix d'une valeur, théoriquement justifié, pose toutefois en pratique un problème.

Choisir à priori une valeur est justifié car $\epsilon = -\gamma$ représente le coefficient de la corrélation directionnelle $\beta-\gamma$: $W(\theta) = 1 + \epsilon P_2(\cos \theta)$.

L'anisotropie de cette corrélation étant importante, ce coefficient devrait être connu avec une bonne précision et cette précision devrait être bien meilleure que celle que nous pouvons raisonnablement attendre de nos mesures qui font intervenir deux autres coefficients.

En fait les résultats donnés par les divers expérimentateurs sont assez peu concordants. Nous donnons les diverses valeurs du coefficient $\xi(w)$ correspondant à la valeur moyenne de l'énergie $\overline{W} = 3,35$.

$\xi = - 0,312 \pm 0,012$	Bhattacharjee et Mitra	(BH 60)
$\xi = - 0,348 \pm 0,014$	Dulaney, Braden et Wyly	(DU 60)
$\xi = - 0,372 \pm 0,007$	Fischbeck et Wilkinson	(FI 60)
$\xi = - 0,440 \pm 0,025$	Sunier et Debruner	(SU 60)

(III,27)

Parmi ces quatre valeurs nous avons choisi la troisième $\gamma = 0,372$ non pas tant par ce qu'elle est sensiblement la moyenne des deux extrêmes mais avant tout parce que l'énergie de l'électron a été définie au moyen d'un spectromètre bêta.

Portant cette valeur dans les équations (III, 26) nous obtenons le système suivant de quatre équations à deux inconnues α et β . Nous donnons pour chaque équation le poids g_i correspondant à l'erreur indiquée (III,26) et tel que $\sum g_i = 1$.

$$\begin{aligned}
 \textcircled{1} \quad & 8,757 \alpha + 4,436 \beta + 2,547 = 0 & g_1 &= 0,273 \\
 \textcircled{2} \quad & 5,537 \alpha + 0,580 \beta + 2,284 = 0 & g_2 &= 0,217 \\
 \textcircled{3} \quad & 2,530 \alpha - 1,808 \beta + 1,711 = 0 & g_3 &= 0,175 \\
 \textcircled{4} \quad & 13,570 \alpha + 3,244 \beta + 5,122 = 0 & g_4 &= 0,335
 \end{aligned}$$

(III, 28)

Il s'agit, nous l'avons dit (p. 91) de trouver les solutions α_0 et β_0 qui minimisent l'expression

$$R^2 = \sum g_i \left[\frac{f_i(\alpha, \beta) - I_1^i}{N_i} \right]^2 \quad (\text{III}, 29)$$

Ici R^2 doit représenter la somme pondérée (g_i) des carrés des distances d'un point (α, β) aux quatre droites définies par le système précédent (fig. 34).

Le coefficient N_i est introduit pour que l'expression $\left[\frac{f_i(\alpha, \beta) - I_1^i}{N_i} \right]$ représente effectivement l'une quelconque de ces distances.

Les équations " normales " $\frac{\partial R^2}{\partial \alpha} = 0, \frac{\partial R^2}{\partial \beta} = 0$ sont les suivantes :

$$\begin{aligned} 8,648 \alpha_0 + 1,256 \beta_0 &= -3,498 \\ 1,256 \alpha_0 + 1,354 \beta_0 &= -0,139 \end{aligned} \quad (\text{III}, 30)$$

$$\boxed{\alpha_0 = -0,450} \quad \boxed{\beta_0 = 0,314} \quad (\text{III}, 31)$$

Pour vérifier si notre choix de la valeur $\gamma_0 = 0,372$ était également justifié par nos mesures et pour connaître l'influence de γ sur les deux autres solutions, nous avons encore résolus deux systèmes correspondant à deux valeurs extrêmes de γ : $\gamma_0 = 0,320$ et $\gamma_0 = 0,420$. Les solutions calculées par la méthode des moindres carrés sont les suivantes

$$\begin{aligned} \text{pour } \gamma_0 = 0,320, \quad \alpha_0 &= -0,457 \quad \beta_0 = 0,302 \\ \text{pour } \gamma_0 = 0,420, \quad \alpha_0 &= -0,444 \quad \beta_0 = 0,326 \end{aligned} \quad (\text{III}, 32)$$

On constate tout d'abord qu'une grande variation de γ (30%) n'entraîne qu'une variation de 3% pour α et de 8% pour β .

De plus si l'on forme la quantité R^2 , qui représente la somme des carrés des distances du point (α_0, β_0) aux quatre droites représentatives des quatre équations de chaque système, on obtient :

$$\begin{array}{lll} \text{pour } \gamma_0 = 0,372 & 10^3 R^2 = 6,88 & \\ \text{pour } \gamma_0 = 0,320 & 10^3 R^2 = 9,64 & (\text{ III, 33 }) \\ \text{pour } \gamma_0 = 0,420 & 10^3 R^2 = 11,74 & \end{array}$$

et le fait que cette quantité ait une valeur minima pour $\gamma_0 = 0,372$ justifie le choix que nous avons fait à priori et montre qu'une valeur voisine de γ_0 est celle qui s'accorde le mieux avec nos mesures.

Nous utiliserons donc pour le calcul des paramètres nucléaires le système de solutions :

$$\begin{array}{ll} \alpha = - 0,450 \\ \beta = 0,314 \\ \gamma = 0,372 \end{array}$$

(III, 34)

c) Système en Y , x et u

Si nous portons les valeurs précédentes de $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$ dans les relations (III,22), nous obtenons un nouveau système de trois équations à trois inconnues Y , x et u. Théoriquement il ne resterait plus qu'à résoudre ce système pour connaître les paramètres nucléaires mais il existe en fait diverses solutions possibles. Pour identifier plus sûrement celle qui convient à notre problème, nous avons utilisé les résultats de deux expériences différentes de la nôtre :

1) la valeur du coefficient de correction du spectre, $C(W)$,

donnée par Langer (LA 60)

pour $W = 3,35$ (équation (3) du système III,35)

et pour $W = 3,10$ (équation (5) du système III,35)

2) la valeur du coefficient $\varepsilon = -\gamma$ trouvée par Fischbeck (FI 60)

pour $W = 3,10$ (équation (6) du système III,35)

Nous formons ainsi un système de six équations à trois inconnues et leur compatibilité nous assurera que nos mesures sont en accord avec les résultats déjà connus pour cette transition interdite.

$$\textcircled{1} \quad A_1(3,35) + \alpha_0 A_0(3,35) = 0 \quad \textcircled{2} \quad A_3(3,35) + \beta_0 A_0(3,35) = 0$$

$$\textcircled{3} \quad A_0(3,35) = C(3,35) = 1,114 \pm 0,166$$

$$\textcircled{4} \quad A_2(3,35) + \gamma_0 C(3,35) = A_2(3,35) + 0,414 \pm 0,062 = 0 \quad (\text{III,35})$$

$$\textcircled{5} \quad A_0(3,1) = C(3,1) = 1,037 \pm 0,166$$

$$\textcircled{6} \quad A_2(3,1) + \gamma(3,1)C(3,1) = A_2(3,1) + 0,368 \pm 0,058 = 0$$

En remplaçant A_0 , A_1 , A_2 et A_3 par leurs valeurs en fonction de Y, x, u
(I, 61 à 64) nous obtenons (III, 36)

$$\textcircled{1} \quad 0,871 Y - 0,833 u - 1,60x - 0,245uY + 0,956xY + 0,172ux - 0,1165 Y^2 - 0,034 u^2 - 1,743 x^2 = 0,315$$

$$\textcircled{2} \quad 0,292u - 0,584x - 0,523uY + 0,753xY + 0,314 Y^2 - 0,433 u^2 + 1,217 x^2 = 0,072$$

$$\textcircled{3} \quad -1,667uY - 2,400xY + Y^2 + 1,38u^2 + 3,88x^2 = 0,413 \pm 0,166$$

$$\textcircled{4} \quad 0,344Y - 0,969u + 0,040x - 0,115uY + 0,2294xY - 0,040ux + 0,134 u^2 - 0,461 x^2 = 0,221 \pm 0,062$$

$$\textcircled{5} \quad -1,317uY - 2,385xY + Y^2 + 1,047 u^2 + 3,57 x^2 = 0,413 \pm 0,166$$

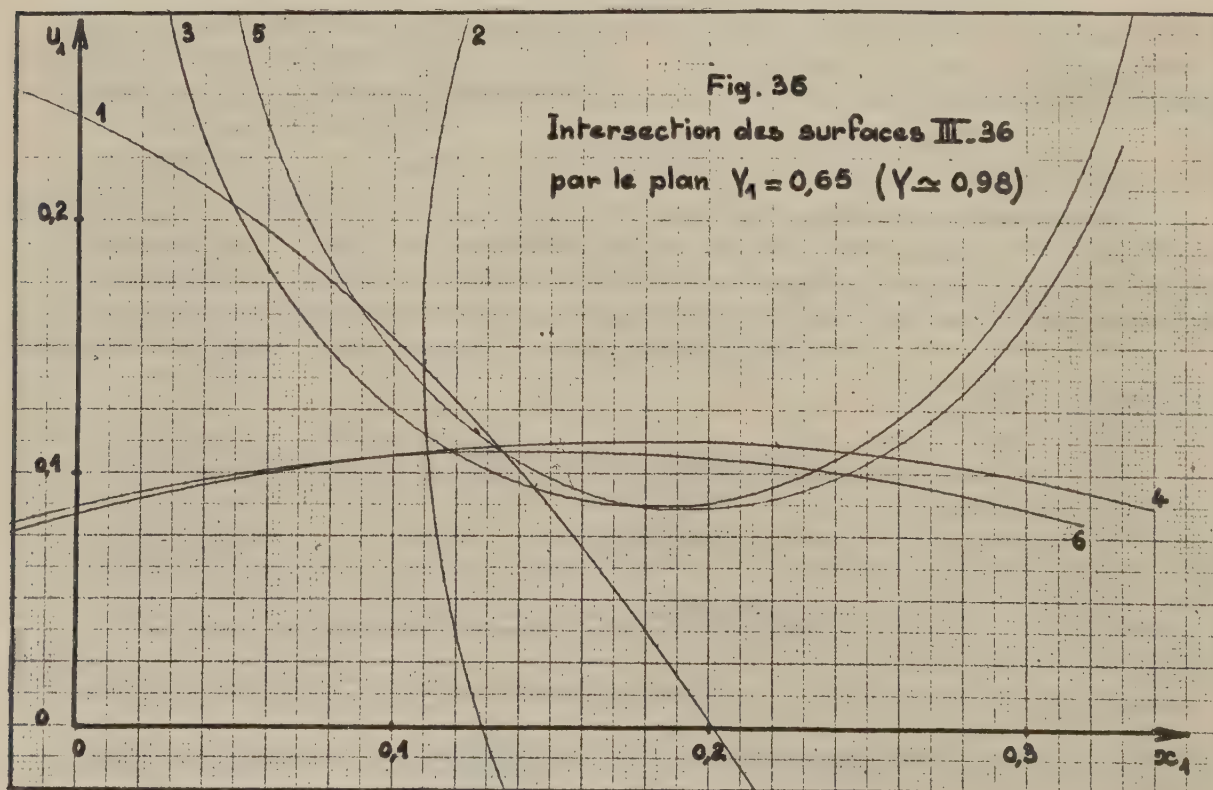
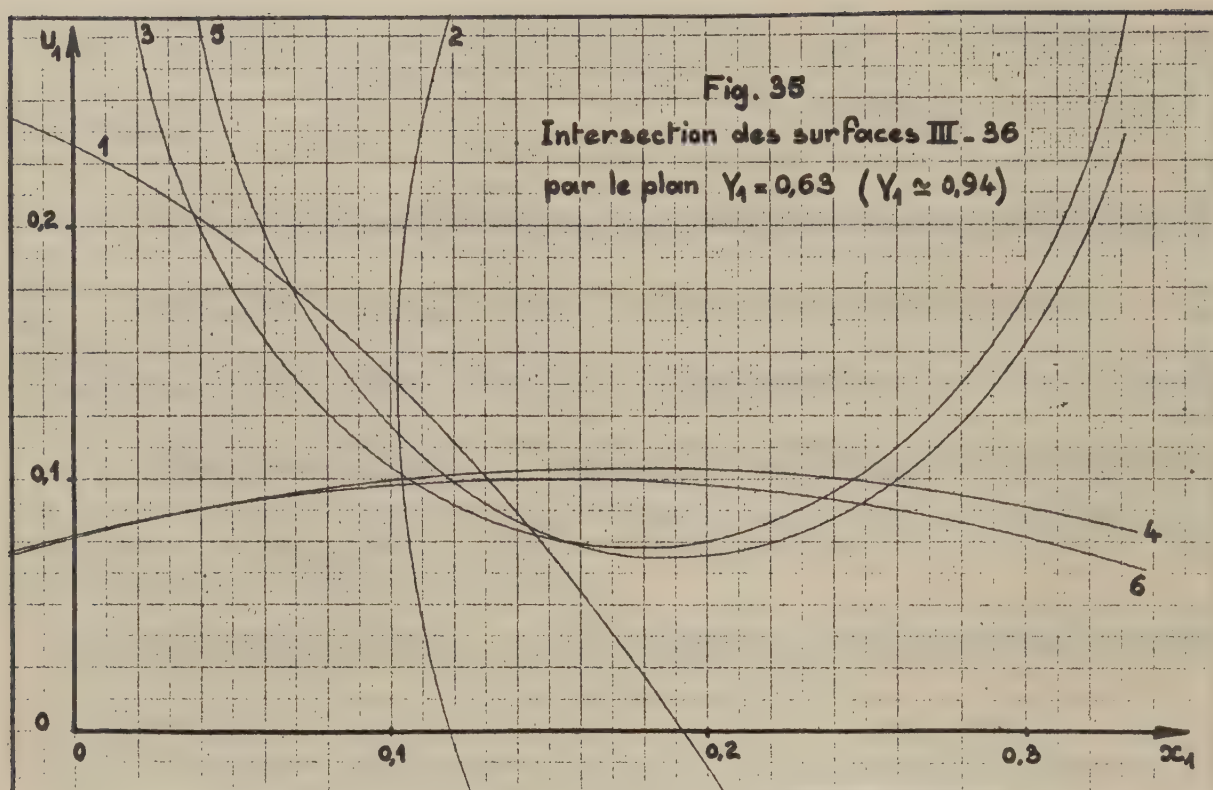
$$\textcircled{6} \quad 0,313Y - 0,618u + 0,003x - 1,044uY + 0,209xY - 0,003ux + 0,104 u^2 - 0,408 x^2 = 0,205 \pm 0,059$$

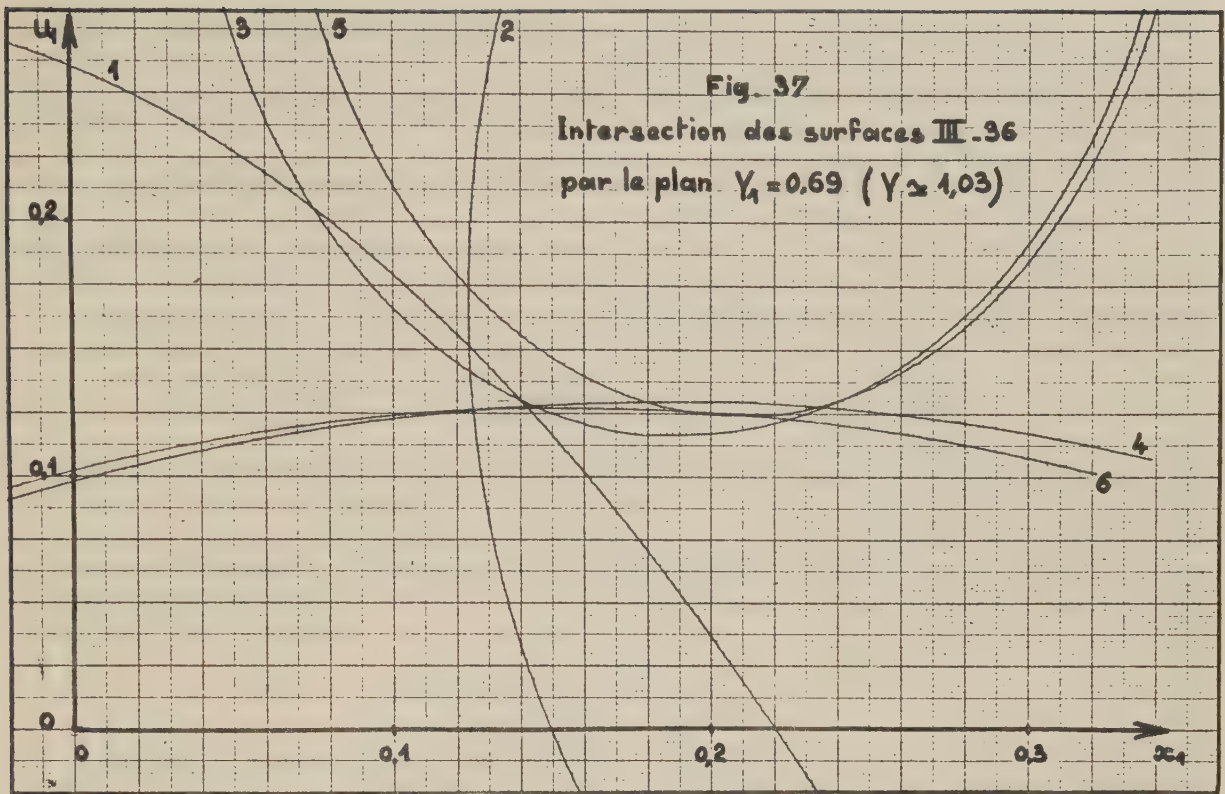
Le centre de calcul analogique ANALAC a bien voulu s'intéresser à la résolution de ce système. Le calculateur universel ANALAC 101 est en effet conçu pour permettre la résolution automatique des équations ou systèmes d'équations (UF 60). On l'a donc utilisé pour tracer les intersections des six quadriques précédentes par des plans $Y = \text{Cte}$. Après une recherche de zones possibles pour les solutions, un tracé plus fin a été exécuté. Pour des raisons de calibrage, on a fait les changement de variables suivants :

$$Y = 1,5 Y_1$$

$$x = 1,667 x_1$$

$$u = 1,667 u_1$$





Les figures 35, 36 et 37 représentent les six intersections respectivement par les plans $Y_1 = 0.63$, $Y_1 = 0.65$, $Y_1 = 0.69$.

On voit assez nettement que la valeur $Y_1 = 0.65$ est celle pour laquelle les diverses intersections sont le plus rapprochées et que les valeurs correspondantes de x_1 et u_1 sont alors $x_1 \approx 0.118$ et $u_1 \approx 0.118$

Nous prendrons donc comme solutions du système III, 36 ,

les valeurs

$$Y = 0.98 \pm 0.07$$

$$x = 0.20 \pm 0.05$$

$$u = 0.20 \pm 0.05$$

(III, 37)

Les erreurs qui figurent dans les solutions (III, 37) sont celles que l'on estime pouvoir déduire de la résolution graphique précédente.

En fait il convient de les calculer d'une manière plus précise et d'utiliser pour le faire la méthode de différenciation suggérée page 92.

Nous partirons des équations ①② et ④ du système III, 35 (p. 154). Ces trois équations nous fournissent, après différenciation pour les valeurs $\gamma_0 = 1$; $x_0 = u_0 = 0,2$; $\alpha_0 = -0,450$; $\beta_0 = 0,314$; $\gamma_0 = 0,372$ le système suivant :

$$\begin{aligned} -0,78 \, d\gamma + 1,03 \, du + 1,31 \, dx &= 1,1 \, d\alpha \\ -0,372 \, d\gamma + 0,06 \, du + 0,85 \, dx &= 1,1 \, d\beta \\ 0,367 \, d\gamma - 0,84 \, du + 0,08 \, dx &= 1,1 \, d\gamma \end{aligned}$$

Ce système résolu par rapport aux inconnues $d\gamma$, du et dx devient

$$\begin{aligned} d\gamma &= 6,5 [0,72 \, d\alpha - 1,1 \, d\beta + 0,80 \, d\gamma] \\ du &= 6,5 [0,34 \, d\alpha - 0,54 \, d\beta + 0,18 \, d\gamma] \\ dx &= 6,5 [0,29 \, d\alpha - 0,27 \, d\beta + 0,33 \, d\gamma] \end{aligned}$$

L'examen de la figure 34 page 149 permet une estimation des erreurs $\Delta\alpha$ et $\Delta\beta$ mais bien qu'il suggère une corrélation entre elles, nous considérerons les trois erreurs $\Delta\alpha, \Delta\beta$ et $\Delta\gamma$ comme indépendantes et nous écrirons

$$\Delta\gamma \leq 6,5 [0,72 \Delta\alpha + 1,1 \Delta\beta + 0,80 \Delta\gamma]$$

$$\Delta\mu \leq 6,5 [0,34 \Delta\alpha + 0,54 \Delta\beta + 0,18 \Delta\gamma]$$

$$\Delta x \leq 6,5 [0,29 \Delta\alpha + 0,27 \Delta\beta + 0,33 \Delta\gamma]$$

Nous prenons alors $\Delta\alpha = 0,020$; $\Delta\beta = 0,030$; $\Delta\gamma = 0,010$ et nous obtenons le système de solution

$$y = 0,98 \pm 0,33$$

$$\mu = 0,20 \pm 0,14$$

$$x = 0,20 \pm 0,10$$

(III, 37 bis)

C'est à partir de ces solutions que nous avons calculé la valeur corrigée $f_c t$. Nous avons utilisé les formules données par Kotani (KO 59b)

$$\text{d'une part} \quad \log(f_c t) = \log f t + \log \left(\frac{f_c(0)}{f_o(0)} \right)$$

d'autre part l'expression de $f_c(0)$ en fonction de W_o et des paramètres nucléaires.

Si nous prenons comme valeur de ft , $ft = 11,7$, valeur adoptée par Kotani et plus récemment par Fischbeck et Wilkinson (FI 60), nous obtenons

$$\log(f_c t) = 11,75 \pm 0,11$$

3) Calcul des éléments de matrice et interprétation des résultats.

Calcul des éléments de matrice

Des valeurs précédentes, trouvées pour les paramètres nucléaires, nous pouvons déduire celles des éléments de matrice.

Rappelons les formules nécessaires.

$$Y = \frac{-C_V \int i \vec{x}}{C_A \int B_{ij}} - E(\mu + x) \quad \text{avec } E = \frac{\alpha Z}{2\rho} = 13,5 \quad (\text{III}, 38)$$

$$\mu = \frac{C_A \int i \vec{\sigma}_X \vec{x}}{C_A \int B_{ij}} \quad x = \frac{-C_V \int \vec{x}}{C_A \int B_{ij}} \quad (\text{III}, 39) \quad (\text{III}, 40)$$

$$|Y|^2 = C_A^2 / |B_{ij}|^2 = \frac{\pi^3 \ln 2}{f_{ct}} \quad \text{avec } \log(f_{ct} t_{\text{sec}}) = 11,75 \pm 0,11 \quad (\text{III}, 41)$$

Nous utiliserons les unités relativistes habituelles (action, masse, vitesse)

$$\hbar = m_0 = c = 1$$

L'unité de longueur est alors $\lambda_c = \frac{\hbar}{m_0 c} = 3,87 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$

et l'unité de temps $\frac{\hbar}{m_0 c^2} = 1,29 \cdot 10^{-21} \text{ sec}$

De plus dans ce système d'unités le rayon nucléaire pour l' ^{152}Eu est donné par

$$\rho(^{152}\text{Eu}) = 1,7 \cdot 10^{-2} \lambda_c \quad (\text{III}, 42)$$

et les constantes de couplage s'expriment en unités $\frac{\hbar^3}{m_0^2 c}$

Des mesures de la période de ^{14}O (HE 61) on déduit les valeurs suivantes :

$$C_v = (1,42 \pm 0,01) 10^{-49} \text{ erg.cm}^3 = (3,01 \pm 0,02) 10^{-12} \left(\frac{\hbar^3}{m_0^2 c} \right) \quad (\text{III}, 43)$$

$$\text{et } C_A = - \frac{1}{2} C_v = (-3,61 \pm 0,024) 10^{-12} \left(\frac{\hbar^3}{m_0^2 c} \right)$$

Dès lors, en divisant par le rayon nucléaire, ρ , les éléments de matrices qui contiennent r afin de rendre leur valeur indépendante des unités choisies et de mettre davantage en évidence le manque de recouvrement des fonctions d'onde nucléaires, nous obtenons

$$\frac{|\int \beta_{\pm 1}|}{\rho} = (3,6 \pm 0,50) 10^{-3} \qquad \frac{|\int i \vec{r}|}{\rho} = (4,7 \pm 3,5) 10^{-4} \quad (\text{III}, 44)$$

$$\frac{|\int \vec{r}|}{\rho} = (8,1 \pm 5,4) 10^{-4} \qquad \frac{|\int i \vec{\sigma} \times \vec{r}|}{\rho} = (7,3 \pm 6,1) 10^{-4}$$

Interprétation

Toutes les formules que nous avons utilisées pour le calcul des paramètres nucléaires ont comme point de départ un développement de la probabilité de transition (I, 44) par rapport à $\xi_1 = \frac{\alpha Z}{2\rho}$. Nous allons rappeler très brièvement les différents cas qui peuvent se présenter et les inégalités qu'ils entraînent (cf p. 38 à 47) .

Approximation ξ , (terme en ξ^2 seul conservé)

$$|Y| \sim |V| \sim \xi \gg |\mu| \sim |x| \sim |z| \sim |w|$$

Cas où l'approximation ξ n'est plus valable

1) Effet d'annulation

$$|Y| \sim |\mu| \sim |x| \sim |z| \sim |w|$$

2)) Effet de sélection

Interdiction K

$$|Y| > |V|$$

$$|z| > |x| \sim |\mu| > |w|$$

On ne peut à priori déterminer l'ordre de grandeur relatif de Y et z.

Interdiction J

$$|z| > |\mu|, |x| \text{ et } |w|$$

même remarque pour Y, V et z.

Approximation B_{ij} modifiée

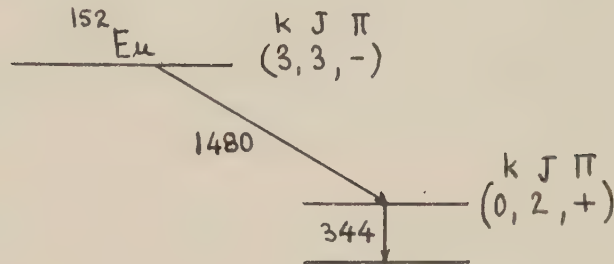
$$x = \mu = w = 0$$

$$z \neq 0 \quad Y \neq 0 \quad V \neq 0$$

$$|Y| \text{ et } |V| < \xi$$

Dans le cas de la transition interdite de 1^{152}Eu ($\Delta J = 1$), la paire électron-neutrino emporte un moment angulaire total L au moins égal à 1 et donc $V = 0$ et $w = 0$. Le résumé précédent montre que nos résultats $Y = 1$ et $x \simeq u \simeq 0,2$ seraient le mieux interprétés par un ef-

fet de sélection du à l'interdiction K. Nous aurions pour cette transition le schéma suivant :



Certains auteurs (KO 59, DE 61) admettent que l'on peut définir le nombre quantique K pour le niveau 2^+ du gadolinium 152 (noyau sphérique) et posent $K=0$. D'autres ne l'admettent pas ou hésitent (SU 60, SU 61, FI 60). Nous ne sommes pas suffisamment spécialiste pour trancher la question. Comme le suggèrent Fischbeck et Wilkinson les expériences concernant ^{154}Eu qui présente de nombreuses analogies avec ^{152}Eu (grande valeur de ft , forme non statistique du spectre) et cependant une variation moins grande du paramètre de déformation, le ^{154}Gd n'étant pas sphérique , apporteront sans doute d'utiles informations.

Nous concluons donc que nos mesures ne semblent pas permettre l'utilisation de l'approximation B_{λ}^{mod} modifiée, x et u étant différents de 0 , et que la prédominance de l'élément B_{λ}^{mod} sur $\int \vec{x}$ et $\int \vec{\sigma} \cdot \vec{x}$ et que sa valeur relativement grande par rapport à $\int \lambda \cdot \alpha$ relèvent d'un effet de sélection dont l'interdiction K rendrait bien compte. (BE 61).

CONCLUSION

Lorsque nous avons abordé ce travail et commencé nos mesures de polarisation circulaire, nous pensions un peu faire une étude systématique des transitions permises sans changement de moment angulaire total ($\Delta J = 0$). Ces transitions comportent un mélange des interactions de Fermi et Gamow-Teller et il aurait été intéressant de trouver quelques cas où la mesure du coefficient d'anisotropie, A , aurait permis, grâce à des circonstances particulièrement favorables, de donner une confirmation expérimentale de la théorie à deux composantes du neutrino. En fait d'autres expériences ont apporté cette confirmation, (cf. Chapitre I) .

Aussi, après une série de mesures concernant le ^{60}Co , le ^{46}Sc , l' ^{198}Au (BE 57), le ^{58}Co , avons-nous jugé préférable d'étudier plus à fond seulement trois transitions (les mesures concernant le ^{60}Co n'étant que des mesures de contrôle) : la transition permise du ^{46}Sc et les deux transitions principales, l'une permise l'autre interdite, de l' ^{152}Eu .

Le Scandium 46 présentait pour nous un intérêt particulier puisque le résultat de nos premières mesures était en désaccord avec ceux trouvés par d'autres expérimentateurs.

Quand à l' ^{152}Eu les grandes valeurs du $\log ft$ pour les diverses transitions bêta posent un problème et nous avons pensé que, pour ce noyau déformé, la méthode des corrélations bêta-gamma polarisé circulairement apporterait sans doute quelque lumière.

Pour entreprendre ou poursuivre dans de meilleures conditions l'étude de ces trois transitions, nous avons du tout d'abord transformer l'installation électronique qui avait servi à nos premières mesures et ajouter à la seule voie de coïncidences lentes ($2 \cdot 10^{-7}$ sec) qu'elle comportait, une voie à coïncidences rapides ($7 \cdot 10^{-9}$ sec). L'étude de l' ^{152}Eu nous a de plus amenés à concevoir et à faire réaliser un second électro-aimant aux dimensions plus favorables.

Les résultats obtenus permettent les conclusions suivantes

Scandium 46 - Transition permise :

confirmation de nos premières mesures ; nos résultats sont en accord avec les derniers résultats publiés et montrent que dans cette transition permise, qui est un mélange des interactions de Fermi et Gamow-Teller, la contribution de l'élément de matrice de Fermi est très faible. Cette circonstance peut s'expliquer par la loi de conservation du spin isobarique.

Europium 152 - Transition permise :

contribution de Fermi très petite également. La raison n'en est pas aussi claire puisque, pour ce noyau lourd, le spin isobarique n'est plus un bon nombre quantique.

Europium 152 - Transition interdite :

nos mesures de corrélation bêta-gamma polarisé circulairement conduisent aux valeurs suivantes pour les paramètres nucléaires :

$$\gamma \approx 1, \quad x \approx u \approx 0,2$$

et les valeurs des éléments de matrice qui en résultent font apparaître une prédominance de l'élément B_{if} , prédominance qui est due à un effet de sélection.

Toutefois ces résultats semblent indiquer que l'approximation B_{if} modifiée ne peut être appliquée ici. Or comme l'indique Kotani, dans le cas d'une transition $3(\beta) 2(\gamma) 0$ on ne peut déduire des expériences de corrélation directionnelle et du facteur de correction du spectre un choix de valeurs pour les paramètres nucléaires que si l'approximation B_{if} est applicable. Sans cela il faut avoir recours à d'autres expériences et tout spécialement à celles qui font intervenir la polarisation circulaire du rayon gamma et dont on voit alors tout l'intérêt.

Cette circonstance n'a du reste rien de très étonnant . La mesure de la polarisation circulaire $\mathcal{H}_\gamma = \frac{v}{c} \omega(\theta) \cos \theta$ permet la détermination des trois coefficients α, β, γ de $\omega(\theta)$ et fournit de ce fait trois relations d'origine différente entre les paramètres nucléaires tandis que la mesure de l'anisotropie de la corrélation directionnelle, même si elle est réalisée pour différentes énergies de l'électron, ne permet de déterminer que le coefficient $\mathcal{E}(W)$ de la fonction de corrélation et ne donne alors que des relations assez semblables entre les paramètres nucléaires.

Aussi, pour délicates et longues que soient ces expériences de corrélation bêta-gamma polarisé circulairement, elles présentent cependant un réel intérêt puisqu'elles sont un des rares moyens actuels d'obtenir des renseignements sur les éléments de matrices nucléaires et puisqu'elles apportent également, par les effets de sélection ou d'annulation qu'elles font apparaître, quelques informations sur la structure nucléaire.

BIBLIOGRAPHIE

Ouvrages, articles ou exposés généraux utilisés pour la rédaction du

CHAPITRE I .

- | | | |
|----------------------------------|--|--------------|
| J.M. Blatt et V.F. Weisskopf | Theoret. Nuclear Physics p.670-1952 | |
| B. d'Espagnat | Strange particle physics CERN | 1959 |
| J.D. Jackson | Elementary particles Princeton | 1958 |
| E.J. Konopinski et G.E.Uhlenbeck | Phys. Rev. 60 - 308 | 1941 |
| E.J. Konopinski et L.M.Langer | Ann. Rev. of Nucl. Sci. 2 - 261 | 1953 |
| E.J. Konopinski | Ann. Rev. of Nucl. Sci. 9 - 99 | 1959 |
| T. Kotani | (cf KO 59 a et 59 b) | |
| H.M. Mahmoud et E.J.Konopinski | Phys. Rev. 88 - 1266 | 1952 |
| A. Messiah | Mécanique Quantique II Dunod | 1960 |
| M. Morita et R.S. Morita | Phys. Rev. 109 - 2048 | 1958 |
| R. Nataf | Equation de Dirac et désintégration bêta : cours 3ème cycle, Orsay | 1960 - 1961. |
| M.E. Rose et R.K. Osborn | Phys. Rev. 93 - 1326 | 1954 |
| J.J. Sakurai | Weak Interactions Progr. Nucl. Phys. 7 - 243 | 1959 |
| H. Schopper | Fortsch. Phys. 8 - 327 | 1960 |
| K. Siegbahn | Bêta and gamma-ray spectroscopy (exposés de M.E.Rose, E.Konopinski; C.S.Wu, O.Kofoed-Hansen) | 1955 |
| J. Smorodinskij | Fortsch. Phys. 8 - 426 | 1960 |
| C S. Wu | Rev. of Mod. Phys. 31 - 783 | 1959 |
| J. SERPE | Lois de conservat. en Phys. des part. elem.
Monog. N°3 Inst. Sciences Nucl. Bruxelles | 1959 |

Références données au cours du texte

- AL 55 G. Alaga, K. Alder, A. Bohr Dan. Mat Fys Medd 9 29 (1955)
 et B.R. Mottelson
- AL 57 K. Alder, B. Stech, A. Winther Phys. Rev. 107 728 (1957)
- AL 59_a J.S. Allen, R.L. Burmann, W.B. Herrmannsfeldt, P. Stähelin
 et T.D. Braid Phys. Rev. 116 - 134 (1959)
- AL 59_b J.S. Allen Rev. of Mod. Phys. 31 - 791 (1959)
- AL 61 A. Alexander et R.M. Steffen Phys. Rev. 124 - 150 (1961)
- AR 53 P. Argyres et C. Kittel Acta Metal. 1 - 241 (1953)
- BA 60 R.K. Bardin, C.A. Barnes, W.A. Fowler et P.A. Seeger
 Phys. Rev. Letters 5 - 323 (1960)
- BE 57a D.B. Beard et M.E. Rose Phys. Rev. 108 - 164 (1957)
- BE 57b J. Berthier, P. Debrunner, W. Kündig et B. Zwalhen
 Helv. Phys. Acta 30 - 483 (1957)
- BE 60_a A. Berthelot Nucleus 356 (1960)
- BE 60b J. Berthier, P. Debrunner, M. Lambert et R. Lombard
 Comptes Rendus 251 - 1065 (1960)
- BE 61 J. Berthier, R. Lombard et J.W. Sunier
 Comptes Rendus 252 - 257 (1961)
- BH 60 S.K. Bhattacharjee et S.K. Mitra Nuovo Cim. 10 - 175 (1960)
- BI 58 R.D. Birkhoff Encycl. Phys. 34 - 53 (1958)
- BL 60 S.D. Bloom, L.G. Mann et J.A. Miskel
 Phys. Rev. Letters 5 - 326 (1960)
- BL 61 S.D. Bloom et L.G. Mann Rutherford Jub. Int. Conf.
 Manchester (Sept. 1961)
- BO 58 F. Boehm et A.H. Wapstra Phys. Rev. 109 - 456 (1958)
 et 1018 (1958)

- BU 58 M. T. Burgy, V. E. Krohn, T. B. Novey,
G. R. Ringo et V. L. Telegdi Phys. Rev. 110 - 1214 (1958)
Phys. Rev. Letters I - 324 (1958)
- DA 61 H. Daniel et M. Kuntze Z. Phys. 162 - 229 (1961)
- DE 59 J. P. Deutsch et P. Lipnick Ann. Soc. Sc. Bruxelles 73-420 (1959)
- DE 60 P. Debrunner Thèse de Doctorat (E. T. H. Zürich) (1960)
- DE 61 J. P. Deutsch Thèse de Doctorat Louvain (1961)
- DU 60 H. Dulaney, C. H. Braden et L. D. Wyli : Phys. Rev. 117-1092 (1960)
- FA 59 L. W. Fagg et S. S. Hanna Rev. Mod. Phys. 31 - 711 (1959)
- FE 34 E. Fermi Z. Phys. 88 - 161 (1934)
- FE 55 A. M. Feingold et S. Frankel Phys. Rev. 99 - 1025 (1955)
- FI 60 H. J. Fischbeck et R. G. Wilkinson : Phys. Rev. 120 - 1762 (1960)
- FR 51 S. Frankel Report Uni. Pensyl. (1951)
- FR 59 H. Frank Z. Naturforsch 14a - 247 (1959)
- GA 57 Y. V. Gapanov et V. S. Popov Nuclear Phys. 4 - 453 (1957)
- GI 56 F. Gimmi, H. Heer et P. Scherrer : Helv. Phys. Acta 29-147 (1956)
- GO 40 S. Goudsmit et J. L. Saunderon Phys. Rev. 57 - 24 (1940)
Phys. Rev. 58 - 36 (1940)
- GO 54 F. K. Mc Govan Phys. Rev. 93 - 163 (1954)
- GO 58 M. Goldhaber Phys. Rev. 109 - 1015 (1958)
- GR 59 L. Grodzins Progr. Nucl. Phys. 7-165 (1959)
- HA 58 Harshaw Scintillation Phosphors (1958)
- HE 61 D. L. Hendrie et J. B. Gerhart Phys. Rev. 121 - 846 (1961)
- JU 58 W. Jungst et H. Schopper Z. Naturforsch 13a - 505 (1958)

KA 57 H. Kanter	Ann. Phys. 20 - 144	(1957)
KO 58 T. Kotani et M. Ross	Prog. Theor. Phys. 20 - 643	(1958)
KO 59a T. Kotani et M. Ross	Phys. Rev. 113 - 622	(1959)
KO 59b T. Kotani	Phys. Rev. 114 - 795	(1959)
LA 53 J. S. Lawson et H. Frauenfelder	Phys. Rev. 91 - 649	(1953)
LA 60 L. M. Langer et D. R. Smith	Phys. Rev. 119 - 1308	(1960)
LE 56 T. D. Lee et C. N. Yang	Phys. Rev. 104 - 254	(1956)
LE 57 T. D. Lee et C. N. Yang	Phys. Rev. 105 - 1671	(1957)
LI 54 F. W. Lipps et H. A. Tolhoek	Physica 20 p. 85	(1954)
LI 54a	p. 395	(1954)
LU 58 A. Lundby, A. P. Patro et J. P. Stroot	Nuovo Cim. 7 - 891	(1958)
MA 55 Z. Matumoto, M. Morita et M. Yamada	Bull. Kobay Inst. Phys. 5-210	(1955)
MI 57 W. F. Miller, J. Reynolds, W. J. Snow	Rev. Sc. Inst. 28 - 717	(1957)
MO 58 M. Morita et R. S. Morita	Phys. Rev. 109 - 2048	(1958)
NA 58 R. Nataf	Jour. Phys. Rad. 19 - 18	(1958)
NA 58a R. Nataf	Cong. Int. Phys. Nucl. Paris	(1958)
NA 59 O. Nathan et S. Hultberg	Nucl. Phys. 10 - 118	(1959)
PH 57 Phillips Petr. C [*] : Atom. Div.: Calc. effic. of cyl. detect.		(1957)
RO 53 M. E. Rose	Phys. Rev. 91 - 610	(1953)
RO 55a M. E. Rose (β and γ ray spectrosc. - Siegbahn)	271	(1955)
RO 55b M. E. Rose	" " 878	(1955)
SC 58 H. Schopper	Nucl. Inst. 3 - 158	(1958)

- SC 60 H. Schopper Fortsch. Phys. 8 - 327 (1960)
- SO 59 A. N. Sosnovshii, P. E. Spivak, A. Prokof'ev, I. E. Kutilov,
Y. Dobrynin J. E. T. P. 35 - 739 (1959)
- ST 59 R. M. Steffen Phys. Rev. 115 - 980 (1959)
- ST 60 R. M. Steffen Phys. Rev. Letters 4 - 290 (1960)
- SU 60a J. W. Sunier, P. Debrunner et P. Scherrer
Nuclear Physics 19 - 62 (1960)
- SU 60b P. Debrunner, M. Lambert, A. Poncini et J. W. Sunier
H. P. A. 33 - 987 (1960)
- SU 61 S. W. Sunier H. P. A. 34 - 477 (1961)
- UF 60 H. J. Uffler Onde électrique N° 405 (Déc. 1960)
- WU 57 C. S. Wu, E. Cumbler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes
et R. P. Hudson Phys. Rev. 105 - 1413 (1957)

TABLE des MATIERES

<u>INTRODUCTION</u>	pages 5
<u>CHAPITRE I - Rappels théoriques concernant la désintégration bêta</u>	
<u>A) FORME V - A DE L'INTERACTION BETA</u>	
1) Théorie de Fermi - Hamiltonien invariant par symétrie.	10
2) Hypothèse de Lee et Yang - Hamiltonien général ne conservant pas la parité.	14
3) Les diverses expériences concernant la non conservation de la parité et les conséquences théoriques que l'on peut en déduire.	15
a) Distribution asymétrique des électrons émis par des noyaux orientés	16
b) Polarisation des électrons et corrélation angulaire bêta-gamma polarisé circulairement.	19
c) Expérience de Goldhaber sur la polarisation du neutrino.	22
d) Expériences de corrélation angulaire électron-neutrino.	24
e) Valeurs de ft et du rapport $\frac{ C_A ^2}{ C_V ^2}$.	26
f) Expériences avec des neutrons polarisés $C_A = -1,2 C_V$.	27
<u>B) TRANSITIONS PERMISES et INTERDITES - REGLES de SELECTION</u>	
<u>et ELEMENTS de MATRICE</u>	
1) Les deux points de vues nécessaires pour donner une classification des transitions bêta.	29
a) Premier point de vue : développement multipolaire	31
b) Deuxième point de vue : ordre de grandeur des éléments de matrice par rapport à $\frac{v_N}{c}$.	34

2) Corrections coulombiennes.	37
a) Approximation ξ	38
b) Cas où l'approximation ξ n'est plus valable.	40
c) Approximation B_{ij} modifiée.	46
C) <u>INTERET des EXPERIENCES de CORRELATION β-γ POLARISE CIRCULAIREMENT et FORMULES UTILES pour leur INTERPRETATION.</u>	
1) Remarque préliminaire.	47
2) Formules générales.	
a) Transitions permises.	48
b) Transition interdite ($3^- - 2^+$) de l' ^{152}Eu .	49
 <u>CHAPITRE II - Partie Expérimentale.</u>	
A) <u>PRINCIPE des MESURES - METHODE et DISPOSITIF UTILISES.</u>	
1) Introduction.	52
2) Principe de mesure de l'hélicité.	53
3) Dispositif utilisé.	57
B) <u>CALCUL THEORIQUE DE L'ANISOTROPIE MESUREE.</u>	
1) Formules générales.	62
2) Intégration en x .	67
a) Deux méthodes	
1) Section moyenne de diffusion.	68
2) Machine à calculer électronique.	69
b) Angle solide pour le rayon γ' diffusé	69
c) Efficacité $\xi'(\alpha)$ du cristal d'Iodure de Sodium	70

3) Intégration en Ψ .	74
a) Introduction : les deux corrections principales à apporter.	74
la forme de la fonction de corrélation à adopter.	
b) Correction d'angle solide relative au détecteur bêta.	75
c) Correction due à l'épaisseur de la source	77
d) Forme corrigée de l'hélicité des rayons gamma et intégration en	
1) Transitions permises	81
2) Transition interdite	82
4) Calcul de $\langle \frac{v}{c} \rangle$.	93
5) Détermination de f.	94

C) PROBLEMES PRATIQUES POSES PAR L'EXPERIENCE et CORRECTIONS QU'ILS PEUVENT ENTRAINER.

1) La source radioactive.	97
2) Les coïncidences fortuites.	101
3) Les coïncidences γ - γ .	103
4) Influence des autres transitions et cascades sur les mesures de la transition étudiée.	103
5) La diffusion multiple.	106

D) LES APPAREILS.

1) Les scintillateurs utilisés.	108
2) Les photomultiplicateurs.	108
3) L'électronique.	111

CHAPITRE III - Les résultats et leur interprétation.

A) METHODE UTILISEE pour le CALCUL de la VALEUR MOYENNE δ_{exp} ET DE SON ERREUR

- 1) Calcul des δ_{exp} partiels, 117
- 2) Calcul de l'erreur sur chaque δ_{exp} partiel et du poids statistique g_i 118
de la mesure correspondante.
- 3) Calcul de $\overline{\delta_{exp}}$ et de son erreur. 120

B) LES RESULTATS ET LEUR INTERPRETATION.

- I) Transitions permises.
 - 1) Généralités, 121
 - 2) ^{60}Co , 124
 - 3) ^{46}Sc , 128
 - 4) ^{152}Eu , 137
- II) La transition interdite ($3^- - 2^+$) de l' ^{152}Eu .
 - 1) Sources et coefficients $\overline{E}_k$ 144
 - 2) Calcul des paramètres nucléaires, 145
 - a) Rappel de la ligne générale de nos calculs, 145
 - b) Equations en α, β, γ , 147
 - c) Système en γ, x et u , 154
 - 3) Interprétation des solutions, 158

CONCLUSION

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMÍ DU
POINT DE VUE EXPÉRIMENTAL

Vu et approuvé :

Paris, le 8 janvier 1962

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

M. ZAMANSKY

VU

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean ROCHE



RANK-XEROX FRANCE
61-63, Avenue du Général-Leclerc
BOULOGNE-BILLANCOURT (SEINE)